



**HAL**  
open science

# Analyse multi-satellite et multi-échelle de la turbulence dans le vent solaire

Sonny Lion

► **To cite this version:**

Sonny Lion. Analyse multi-satellite et multi-échelle de la turbulence dans le vent solaire. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2016. Français. NNT : 2016PA066353 . tel-01478328

**HAL Id: tel-01478328**

**<https://theses.hal.science/tel-01478328>**

Submitted on 28 Feb 2017

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**THÈSE DE DOCTORAT  
DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE**

**Spécialité : Astronomie & Astrophysique**

**École doctorale : « Astronomie et Astrophysique d'Île-de-France »**

réalisée

au **LESIA - Observatoire de Paris**

présentée par

**Sonny LION**

pour obtenir le grade de :

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE**

Sujet de la thèse :

**Analyse multi-satellite et multi-échelle de la turbulence dans  
le vent solaire**

soutenue le **26/09/2016**

devant le jury composé de :

M <sup>me</sup>	Laurence Rezeau	Présidente
M.	Thierry Passot	Rapporteur
M.	Francesco Califano	Rapporteur
M.	David Burgess	Examineur
M <sup>me</sup>	Marie Farge	Examinatrice
M.	Thierry Dudok de Wit	Examineur
M.	Filippo Pantellini	Directeur de thèse
M <sup>me</sup>	Olga Alexandrova	Codirectrice de thèse



*Dédiée à ma grand-mère et à la mémoire de mon grand-père*





*Shall I refuse my dinner because I do not fully understand the process of digestion?*

*Oliver Heaviside*



# Remerciements

La fin d'une thèse, c'est l'aboutissement d'un travail de trois ans, mais c'est aussi une page qui se tourne, la fin d'une belle aventure faite de voyages, de rencontres et d'échanges. De nombreuses personnes ont fait que ce rêve d'enfant est devenu une réalité et je souhaite profiter de ces quelques lignes pour leur exprimer toute ma gratitude.

Dans un premier temps, je souhaite remercier chaleureusement Thierry Passot et Francesco Califano pour avoir accepté de faire partie du jury et d'avoir rapporté ce manuscrit. Thierry, merci de m'avoir accueilli à l'Observatoire de la Côte d'Azur et d'avoir partagé avec moi vos travaux. Mon seul regret est de ne pas avoir eu suffisamment de temps à consacrer à ce projet.

Je suis également très reconnaissant envers Laurence Rezeau, David Burgess, Marie Farge et Thierry Dudok de Wit d'avoir accepté d'être membres de mon jury et pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail.

Un grand merci à Olga pour m'avoir fait confiance durant ces trois années et de m'avoir laissé autant de liberté pour la réalisation de ce projet de recherche. Tu m'as soutenu et guidé tout au long de ce travail, mais tu m'as surtout transmis ton enthousiasme pour la recherche et même si aujourd'hui je suis de l'autre côté de la barrière, je compte bien suivre de près les futurs développements concernant la physique du vent solaire. Merci pour cette belle collaboration.

Ce travail n'aurait pas pu voir le jour sans Arnaud, qui m'a encadré durant le stage de M2 et qui m'a donné la chance d'intégrer le pôle plasmas. Merci de m'avoir offert cette opportunité et merci pour tout le temps que tu as consacré à cette thèse.

Je souhaite remercier de manière générale les collègues du pôle plasmas et du GIL, pour la bonne humeur qui règne dans le couloir. Je remercie en particulier Filippo, d'avoir accepté d'être mon directeur de thèse, d'avoir pris le temps de relire le manuscrit et d'avoir été présent pour la répétition de la soutenance. Merci aussi à Catherine, pour ces nombreux coups de pouce lors de la rédaction d'abstract, pour la répétition ainsi que pour le manuscrit. Karine, merci de m'avoir fait profiter de ton expérience sur toutes les questions administratives liées à la thèse et à la soutenance. Merci à Goran et Suda, qui sont toujours là pour résoudre les problèmes techniques et sans qui l'impression de poster s'avérerait une tâche quasi impossible. Milan et Andrea, je tiens à vous remercier pour toutes nos discussions, c'est toujours important d'avoir un point de vue extérieur lorsqu'on est le nez dans le guidon. Merci à Antonio, qui est toujours de très bon conseil que ce soit pour des questions scientifiques, les voyages en Italie ou le choix des patates.

A mes (très) nombreux co-bureau :

— Un ringraziamento speciale va a Denise, con cui ho condiviso l'ufficio per due

anni e che mi è stata di supporto nel periodo finale della scrittura di questa tesi. Non siamo stati dei semplici colleghi di ufficio ma è diventata prima di tutto un'amica sincera, con cui ho vissuto cette aventure.

- Léa, merci pour tes chansons pleines de joie, tes dessins tout mignons, ton engagement pour la cause des femmes ainsi que pour les rouleaux de scotch. On n'est toujours pas d'accord sur ces deux derniers points, mais qui sait peut-être qu'un jour tu réussiras à me convaincre...
- Mihailo, j'ai beaucoup apprécié partager ce bureau avec toi au quotidien pendant ces trois années. J'espère juste qu'un jour tu te rendras compte que Dota c'est mieux que League of Legends. Vive les pommes et Dr Mundo.

Merci également aux (anciens) stagiaires et compagnons de route Jordan, Romain et Laura. Sans oublier Corentin qui est monté en grade depuis et à qui je souhaite une belle réussite, je suis impatient d'assister à ton pot de thèse.

Je souhaite bien entendu remercier les doctorants du LESIA pour l'excellente ambiance qui règne au labo, pour toutes ces pauses cafés parfois bien trop longues ainsi que pour ces repas/soirées tous ensemble. C'est aussi tous ces petits moments qui font qu'une thèse est réussie. Une pensée particulière pour Sophie qui me supporte depuis plus longtemps que les autres. Je suis sûr que tu es impatiente de t'échapper aux États-Unis.

Faire une thèse au LESIA, c'est travailler dans un environnement réellement privilégié et ce grâce à des personnes comme Claudine, Denis et Sylvaine qui font toujours tout leur possible pour que tout se passe au mieux. Merci à vous.

Dans le cadre de ce travail de thèse, j'ai eu l'opportunité de rencontrer de nombreuses personnes. Parmi celles-ci je tiens à remercier tout particulièrement André Mangeney, Roland Grappin, Petr Hellinger et Lorenzo Matteini pour avoir partagé avec moi leur expérience et leurs idées.

Merci à tous mes compagnons de Dota avec qui j'ai partagé bon nombre de soirées. Cette thèse, vous en avez entendu parlé pendant un bon moment, mais je vous rassure maintenant c'est terminé. Merci pour toutes ces belles parties et ces discussions qui m'ont permis de me changer les idées.

Merci aussi à tous mes amis, ceux qui ont pu faire le déplacement pour ma soutenance et ceux qui étaient là par la pensée. Vous êtes toujours là, pour les bons comme les mauvais moments et ça fait chaud au cœur.

Mes mots ne seront pas assez forts pour remercier ma famille, qui m'a toujours soutenu dans tout ce que j'ai entrepris et sans qui je n'en serais pas là aujourd'hui. Je pense en particulier à ma maman et à mes deux mamies, celle que j'ai toujours connue et celle qui m'a adopté ; merci pour l'amour que vous me transmettez jour après jour.

Et finalement merci à ma chérie, Audrey, qui a fait preuve d'une grande patience et qui m'a énormément aidé et soutenu durant toute ma thèse. Merci d'avoir passé de longues heures à relire et corriger ce manuscrit. Sans toi, cette thèse n'aurait pas été la même. Je t'aime.

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>v</b>
<b>Prélude</b>	<b>ix</b>
<b>I Introduction</b>	<b>1</b>
<b>II Le vent solaire à grande échelle</b>	<b>15</b>
II.1 Conditions du plasma et niveau de la turbulence . . . . .	16
II.2 Observation de la variation des spectres magnétiques en fonction de la distance héliocentrique . . . . .	20
II.3 Dépendance radiale et corrélation . . . . .	23
II.4 Corrélation et causalité . . . . .	25
II.4.1 Un chauffage local? . . . . .	26
II.4.2 Corrélation fossile transportée par le vent solaire? . . . . .	28
II.4.3 Chauffage et biais de sélection? . . . . .	30
II.5 Application aux futures missions spatiales : encore plus proche du Soleil	31
<b>III La turbulence aux échelles ioniques</b>	<b>33</b>
III.1 Une répartition non homogène de l'énergie . . . . .	43
III.1.1 Les couches de courant . . . . .	45
III.1.2 Les vortex d'Alfvén . . . . .	48
III.2 Des ondes aux échelles ioniques . . . . .	51
III.2.1 Trains d'onde et polarisation . . . . .	54
III.2.2 Tempête d'onde basse fréquence . . . . .	56
III.3 Influence des événements cohérents sur le spectre turbulent . . . . .	58
<b>IV Loi d'échelle et intermittence</b>	<b>69</b>
IV.1 La distribution gaussienne normale-inverse . . . . .	73
IV.2 Une description valable pour toutes les fréquences observables : des échelles MHD aux échelles cinétiques . . . . .	75
IV.3 Lien entre l'évolution du spectre et des distributions . . . . .	82
IV.4 Pour aller plus loin avec la classe de distribution gaussienne normale-inverse . . . . .	87
<b>V Discussions et conclusions</b>	<b>89</b>

<b>A</b>	<b>Liste des symboles</b>	<b>95</b>
A.1	Constantes fondamentales . . . . .	95
A.2	Variabes et unités spécifiques . . . . .	95
A.3	Paramètres et échelles caractéristiques du plasma . . . . .	96
A.4	Turbulence . . . . .	96
<b>B</b>	<b>Transformée en ondelettes</b>	<b>97</b>
B.1	Transformée en ondelettes continue . . . . .	97
B.2	Transformée en ondelettes discrète . . . . .	98
B.3	Résolution de la pente spectrale et nombre de moments nuls : l'ondelette de Coiflet . . . . .	100
<b>C</b>	<b>Outils statistiques pour l'étude de la turbulence</b>	<b>101</b>
C.1	Les fonctions de densité de probabilité et les moments . . . . .	101
C.2	Estimation par noyau . . . . .	104
C.3	Approche classique pour étudier l'intermittence : les fonctions de structure	105
<b>D</b>	<b>Phénoménologies et prédictions</b>	<b>107</b>
D.1	La cascade de Richardson : un voyage à travers les échelles . . . . .	107
D.2	La phénoménologie de Kolmogorov (1941) . . . . .	109
D.3	Extension dans le cadre de l'approximation magnétohydrodynamique . .	110
D.4	Le cas anisotrope . . . . .	112
<b>E</b>	<b>Sondes et données spatiales</b>	<b>113</b>
E.1	Les sondes dans l'héliosphère . . . . .	113
E.1.1	Les sondes Stereo . . . . .	113
E.1.2	La sonde Wind . . . . .	115
E.1.3	La sonde Helios 2 . . . . .	115
E.1.4	La sonde Ulysses . . . . .	117
E.1.5	Les sondes Cluster . . . . .	117
E.2	Le temps d'une mesure . . . . .	118
E.3	Bruit des données magnétiques . . . . .	119
E.3.1	Le bruit intrinsèque de l'instrument . . . . .	119
E.3.2	Le bruit de numérisation . . . . .	119
<b>F</b>	<b>Coherent Events and Spectral Shape at Ion Kinetic Scales in the Fast Solar Wind Turbulence</b>	<b>121</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>135</b>

# Prélude

Quoi qu'en disent certains, la turbulence ce n'est pas qu'une histoire de spectre, c'est avant tout un phénomène qu'on expérimente au quotidien : un nuage de lait dans une tasse de café, un battement de coeur ou encore un voyage en avion. Les mouvements turbulents dominent bon nombre d'écoulements et leurs complexités représentent un défi de taille pour les ingénieurs et les chercheurs. Mais le jeu en vaut la chandelle, puisque le domaine d'applicabilité de la turbulence est vaste, très vaste, allant des fluides biologiques, aux plasmas spatiaux, en passant par les fluides géophysiques.

Malgré cette apparente diversité, force est de constater que tous ces fluides ont des propriétés statistiques communes. En particulier, si on regarde attentivement à l'oeil nu n'importe lequel de ces écoulements turbulents, on pourra y observer la formation de structures comme des tourbillons ou des nappes. Et le fait que ces écoulements fluides aient des propriétés statistiques communes est une chose merveilleuse car prédire exactement le chemin que va emprunter chaque particule d'un écoulement turbulent ressemble plus à une utopie qu'à un vrai projet scientifique. Non seulement nous ne disposons pas de la puissance de calcul nécessaire pour faire ce genre de choses sur de grands volumes, mais surtout la sensibilité aux conditions initiales dans ce type de système est telle que même une variation infime d'une quantité peut modifier complètement l'évolution du système. Néanmoins, puisque chaque réalisation d'un même écoulement avec des conditions initiales différentes a des propriétés statistiques similaires, la répartition de quantité comme l'énergie restera statistiquement la même, ce qui permettra d'avoir une idée du comportement global de l'écoulement fluide.

Pour espérer progresser dans le domaine de la turbulence qui fait l'objet d'études depuis des centaines d'années, il est important d'utiliser tous les moyens à notre disposition en laboratoire, mais surtout de saisir les opportunités que la nature nous offre. Le vent solaire est un laboratoire d'exception qui couvre une gamme d'échelles immense allant de quelques kilomètres à plusieurs unités astronomiques et s'étalant ainsi sur huit ordres de grandeur. De plus, c'est l'un des seuls plasmas astrophysiques accessibles par des mesures in-situ, ce qui en fait un milieu unique pour expérimenter des modèles applicables à d'autres objets astrophysiques. Enfin, saisir les mécanismes de la turbulence dans le vent solaire pourrait nous permettre de mieux comprendre la thermodynamique de l'héliosphère et apporter des réponses sur des questions encore en suspens comme le problème du chauffage dans le vent solaire.





# Chapitre I

## Introduction à la turbulence dans le vent solaire

Le vent solaire est un plasma composé de particules accélérées depuis la haute atmosphère du Soleil. Ses particules peuvent échapper à l'attraction gravitationnelle du Soleil en raison de leur haute énergie, due à la très forte température de la couronne. Ce plasma en expansion radiale est principalement constitué d'électrons, de protons et de particules alpha (noyau d'hélium). Ces particules transportent le champ magnétique interplanétaire. La densité, la température ou encore la vitesse de ce plasma varient à la fois au cours du temps, créant des zones de raréfaction, des chocs, mais aussi en fonction de la longitude brisant ainsi la symétrie sphérique. Le vent solaire se propage bien au-delà de l'orbite de Pluton (environ 40 UA<sup>1</sup>) et forme une sorte de bulle dans le milieu interstellaire tout autour du Soleil, l'héliosphère.

Le vent solaire se classe en général en deux catégories, le vent solaire rapide dont la vitesse moyenne est de l'ordre de 800 km/s et le vent solaire lent dont la vitesse est de l'ordre de 400 km/s. En période de minimum d'activité solaire, le vent lent s'échappe principalement des basses et moyennes latitudes, autour du plan de l'écliptique (plan d'orbite de la Terre), tandis que le vent solaire rapide s'échappe des trous coronaux polaires. La figure I.1 montre les vitesses d'échappement des particules de la couronne solaire, mesurées par la sonde Ulysses, en fonction de la latitude héliosphérique et en fonction du cycle solaire. La séparation entre vent rapide et lent a lieu à  $\pm 15^\circ$  de latitude en minimum d'activité (panneaux de droite et de gauche) alors que les deux types de vent se retrouvent complètement mélangés en période de maximum d'activité (panneau central).

Même si l'existence du vent solaire supersonique a été prédite bien avant les premières missions spatiales par Parker en 1958 [2] (inspiré par les observations des queues de comètes par Biermann en 1951 [3]) et que son modèle décrit relativement bien la configuration magnétique du vent solaire à grande échelle, les modèles actuels sont encore loin de représenter le vent solaire aussi fidèlement que nécessaire et de nombreuses questions sur la physique du vent solaire restent encore aujourd'hui sans réponse. Ces modèles sont aussi utilisés pour déterminer l'impact de l'activité solaire sur la Terre et en particulier sur l'activité humaine, c'est la météorologie spatiale. Ces prédictions sont

---

1. Unité astronomique (1 UA = 149 597 870 700 m).

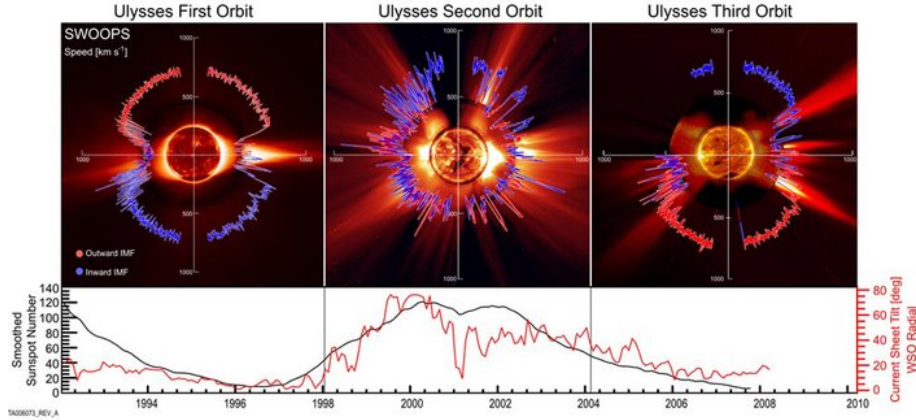


FIGURE I.1 – Mesure par Ulysse de la vitesse du vent, selon la latitude pendant plusieurs années (en haut). La couleur indique le sens du champ magnétique. Les courbes sont superposées à des images du Soleil prises par les instruments à bord de SOHO (ESA) à un instant donné. En dessous le nombre de taches solaires, indicateur de l'activité du Soleil. On voit clairement la structure différente du vent suivant que le Soleil est dans une période active ou pas. Source : McComas et al. (2008) [1].

cruciales pour le maintien d'un bon fonctionnement des systèmes de télécommunication et de navigation (GPS) mais dépendent directement de notre capacité à prévoir comment évoluent précisément les paramètres du vent solaire, notamment l'orientation du champ magnétique interplanétaire.

Par ailleurs, on ne connaît pas les mécanismes d'accélération qui conduisent à la génération du vent solaire rapide ni même les processus précis d'émission du vent solaire lent.

Enfin, dans le modèle de Parker transsonique, le vent est un gaz polytropique d'indice  $\gamma_p$  compris dans l'intervalle  $[1, 5/3[$ . Un gaz polytropique tel que  $\gamma_p = 1$  correspond au cas isotherme, c'est-à-dire que la température est constante quelque soit la distance héliocentrique. Le cas limite où l'indice polytropique vaut  $5/3$  correspond au cas adiabatique pour un gaz mono-atomique. Dans ce cas  $T(r) \propto R^{-4/3}$  : tandis que le volume occupé par le vent augmente avec la distance au Soleil celui-ci fournit du travail au milieu extérieur par l'intermédiaire des forces de pression, son énergie interne diminue et en particulier l'énergie cinétique microscopique, réduisant par conséquent l'agitation thermique des particules du système et donc la température à l'échelle macroscopique.

On peut retrouver cette dépendance radiale en partant de l'équation polytropique  $PV^{\gamma_p} = \text{const}$  et de l'équation des gaz parfaits  $P = nk_B T$ . La densité  $n$  correspond au nombre de particules  $N$  par unité de volume donc  $n = N/V$ . À partir de là, on peut écrire que pour un nombre de particules fixe  $V \propto n^{-1}$ . Si on réécrit l'équation polytropique comme  $P = V^{-\gamma_p} \text{const}$  et qu'on la combine à l'équation des gaz parfaits, on obtient  $T = \frac{V^{-\gamma_p} \text{const}}{k_B n} \propto V^{-\gamma_p} n^{-1}$ . En considérant que la densité  $n$  décroît en  $R^{-2}$  (expansion d'une coquille sphérique) on obtient finalement  $T \propto R^{-4/3}$ .

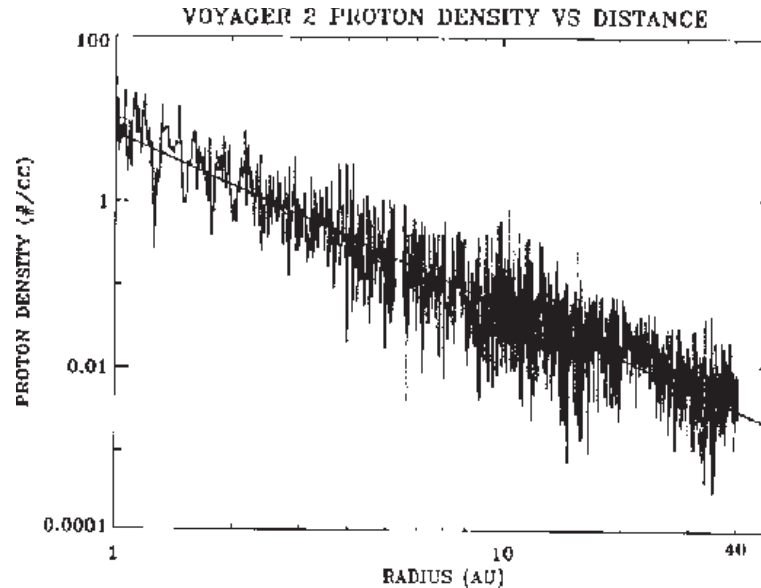


FIGURE I.2 – Densité des protons du vent solaire en fonction de la distance héliocentrique. Source : Belcher et al. (1993) [4].

Belcher et al. (1993) [4] ont observé, à partir des données Voyager 2 (voir la figure I.2), que le profil de densité des protons suivait bien une loi en  $R^{-2}$ .

Le profil radial de température (voir la figure I.3) des protons a été obtenu à partir de la sonde Helios à 0,3 UA (voir par exemple [7, 8, 9, 10, 11]) et jusqu'à 100 UA et plus grâce aux sondes Voyager et Pioneer (voir par exemple [12, 13, 14]). Les ajustements du profil radial de température dans le plan de l'écliptique avec un modèle de la forme  $T(R) = T_0 \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-\gamma_T}$  donnent un index de décroissance  $\gamma_T$  généralement compris entre 0.7 et 1 beaucoup plus faible que dans le cas adiabatique ( $4/3 \simeq 1.33$ ).

Ces observations peuvent être interprétées de plusieurs manières. D'une part, on peut penser que le vent solaire n'est pas modélisable par un gaz parfait monoatomique et qu'il est nécessaire d'utiliser un modèle plus élaboré pour déterminer l'évolution de la température dans l'héliosphère. D'autre part, si l'hypothèse monoatomique est valide, cela implique qu'un mécanisme de chauffage doit être à l'oeuvre pour fournir de l'énergie au plasma du vent solaire et ralentir son refroidissement par rapport au cas adiabatique (la limite de chauffage nul). La nature du chauffage du vent solaire est encore aujourd'hui un problème ouvert.

En plus de toutes ces énigmes encore non résolues, le vent solaire est aussi un formidable laboratoire de physique des plasmas faiblement collisionnels. Les conditions physiques qui y règnent (température, vitesse, composition, pression) sont en effet impossibles à reproduire en laboratoire sur Terre et les phénomènes qui s'y déroulent couvrent des échelles spatiales de dimensions très variées, allant de plusieurs unités astronomiques à la taille des particules subatomiques. Les mesures dans le vent solaire permettent ainsi de mieux étudier des sujets comme la propagation d'ondes, les interactions ondes-particules, les ondes de choc ou encore la reconnexion magnétique.

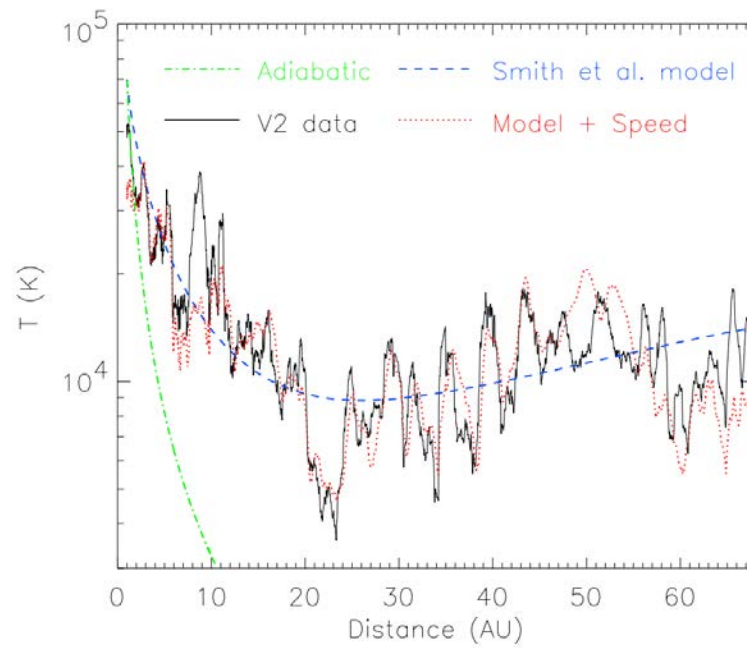


FIGURE I.3 – Moyenne glissante sur 101 jours de la température du vent solaire mesurée par Voyager 2 (trait plein) en fonction de la distance héliocentrique superposée au profil adiabatique (trait mixte), au modèle de Smith et al. (2001) [5] (tirets) et enfin la température extrapolée à partir des données de vitesse et du modèle de Smith et al. (2001) (pointillés). Source : Richardson et Smith (2003) [6].

Mais surtout, comme nous allons le voir tout au long de cette thèse, le vent solaire est un laboratoire d'exception pour étudier la turbulence et le transfert d'énergie entre les échelles. En outre, il ne faut pas croire que le vent solaire n'intéresse que les spécialistes du domaine. En effet, ce dernier a l'avantage, contrairement aux autres plasmas astrophysiques, d'être accessible à des mesures in situ. Ces mesures directes dans le vent solaire permettent de contraindre les modèles théoriques de nombreux autres domaines de l'astrophysique dans lesquels les chercheurs ne disposent que de mesures à distance (onde de choc des supernovae, turbulence dans les nuages magnétiques interstellaires, vent stellaire...).

Qui plus est, le champ d'applicabilité des recherches dans le vent solaire ne se limite pas à l'astrophysique. Par exemple, dans le cadre de la fusion contrôlée, la turbulence est un véritable problème. Le principe de base de la fusion contrôlée est de confiner, à l'aide de champs magnétiques, un mélange d'ions et d'électrons dans un réacteur (tokamak) pour déclencher des réactions de fusion. Le plasma doit être extrêmement chaud au coeur du tore pour que la fusion se déclenche et suffisamment froid sur les bords pour que les parois du tokamak ne fondent pas. Il existe donc un fort gradient entre le coeur et les parois du réacteur qui engendre de la turbulence. Cette turbulence agit comme un frein pour la fusion en générant des structures dans le plasma, en favorisant le transport de la chaleur vers les bords et en empêchant le coeur de chauffer suffisamment. Pour résoudre ces problèmes, il est important de mieux comprendre le transfert d'énergie, les interactions ondes-particules et bien entendu la turbulence dans les plasmas. Le vent solaire peut alors être vu comme une expérience géante dans laquelle on peut observer tous ces phénomènes.

La turbulence est un ingrédient essentiel de la physique des plasmas spatiaux et plus généralement de la physique des fluides. On la retrouve partout, aussi bien dans le corps humain que dans l'atmosphère ou encore dans le milieu interstellaire. Pour améliorer notre compréhension de ces différents milieux, il est important de mieux comprendre la physique de la turbulence.

Mais concrètement, qu'est-ce que la turbulence ? Dans un écoulement, si les forces d'inertie sont bien plus importantes que les forces de frottement visqueux, la permanence et la régularité de l'écoulement cessent. Des mouvements irréguliers et tourbillonnants, dans lesquels les particules de fluide suivent des trajectoires enchevêtrées, prennent place. Les gradients de vitesse sont alors beaucoup plus importants, on passe du régime d'écoulement laminaire dans lequel le fluide s'écoule régulièrement, à celui d'écoulement turbulent. Ce changement de régime se matérialise par l'apparition de fluctuations plus ou moins importantes des quantités comme la vitesse, le champ magnétique ou encore la densité.

Les expériences réalisées par Reynolds (1883) [15] lors de l'écoulement d'un fluide dans une conduite cylindrique rectiligne, ont permis de caractériser les deux régimes d'écoulement : laminaire et turbulent.

En utilisant des fluides divers (viscosité différente) et en faisant varier le débit et le diamètre de la canalisation, Reynolds a montré que le paramètre qui permettait de déterminer si l'écoulement est laminaire ou turbulent est un nombre sans dimension appelé nombre de Reynolds  $Re$  donné par la relation :

$$Re = \frac{VL}{\nu} \tag{I.0.1}$$

où  $L$  est l'échelle d'injection de l'énergie,  $V$  est la vitesse caractéristique du fluide à cette échelle et  $\nu$  est la viscosité cinématique du fluide. Ce nombre n'est autre que le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses. Pour des nombres de Reynolds inférieurs à 2000, le régime est laminaire. Si le nombre de Reynolds est compris entre 2000 et 3000 le régime est dit intermédiaire ou transitoire. Enfin, si  $\text{Re} > 3000$  l'écoulement est en régime turbulent. Cette dernière condition est vérifiée uniquement lorsque l'échelle d'injection d'énergie  $L$  est suffisamment grande par rapport à l'échelle de dissipation  $l_d$ . L'échelle de dissipation est de l'ordre de grandeur de la dimension de Kolmogorov  $l_d \sim \frac{L}{\text{Re}^{3/4}}$  [16]. Les fluctuations turbulentes couvrent alors une large gamme d'échelles allant de  $L$  à  $l_d$ . Notons que l'échelle dissipative est d'autant plus petite que  $\text{Re}$  est grand. En d'autres termes plus la force d'inertie est grande devant les forces visqueuses et plus la cascade turbulente sera étendue.

Quelles sont les propriétés de ces écoulements turbulents ? Y a-t-il des différences entre la turbulence dans le vent solaire et la turbulence hydrodynamique rencontrée dans les rivières ou l'atmosphère ? Les forces électromagnétiques jouent-elles un rôle important ? Pour répondre à ces questions, on peut déjà s'intéresser aux propriétés de la turbulence hydrodynamique. Dans le cas incompressible (quand la variation du volume sous l'action d'une pression externe est négligeable), pour  $L \gg l_d$  (pour de grands nombres de Reynolds), on observe le développement de processus non linéaires, non reproductibles localement, mais dont les propriétés statistiques sont universelles. C'est d'ailleurs pour cette raison qu'on retrouve les mêmes propriétés dans des écoulements très variés. Cette universalité est la conséquence de plusieurs propriétés des fluides turbulents.

De nombreuses observations, simulations numériques et travaux théoriques ont permis de mettre en évidence ces propriétés universelles de la cascade d'énergie turbulente. Il est maintenant bien établi que dans l'espace de Fourier, aux échelles comprises entre l'échelle d'injection et l'échelle de dissipation (c'est-à-dire pour des nombres d'onde  $k$  tel que  $L^{-1} \ll k \ll l_d^{-1}$ ), dans ce qu'on appelle le domaine inertiel, le spectre d'énergie des fluctuations de vitesse suit une loi de puissance en  $k^{-5/3}$  indépendamment de comment l'énergie est injectée dans le système et de comment elle est dissipée aux petites échelles. Le fait que le spectre suive une loi de puissance rejoint l'idée que toutes les échelles sont équivalentes, qu'il y a invariance d'échelle (c'est la notion d'auto-similarité). En d'autres termes, pour chaque échelle la même description physique est valide. Cette propriété d'invariance d'échelle se retrouve dans les équations de Navier-Stokes décrivant la mécanique des fluides. Elle se retrouve aussi dans les équations de la magnétohydrodynamique (MHD) utilisées pour la description des fluides magnétisés [17].

À ce jour, la turbulence tridimensionnelle fluide est encore loin d'être totalement comprise. Il n'existe aucune théorie qui permet de décrire complètement l'évolution d'un écoulement turbulent. À défaut d'autres solutions, on utilise l'approche dimensionnelle pour construire un cadre dans lequel interpréter nos observations, c'est l'approche phénoménologique.

Parmi ces approches phénoménologiques, on retrouve la phénoménologie de Kolmogorov [18] (K41 dans la suite du texte) qui permet de prédire l'existence du spectre en  $k^{-5/3}$ . Dans ce modèle, Kolmogorov avance l'hypothèse que, dans le domaine inertiel, l'énergie est transférée de façon conservative entre les différents degrés de liberté du

système. Il estime le nombre de degrés de liberté comme étant de l'ordre de  $\text{Re}^{9/4}$  et suppose que chacun d'eux est relié à une échelle. Ce nombre traduit directement la complexité de tels systèmes. Les écoulements faiblement turbulents présentent un petit nombre de degrés de liberté excités et leur comportement chaotique est essentiellement temporel, tandis que les écoulements turbulents développés présentent un très grand nombre de degrés de liberté et ont un comportement chaotique, à la fois spatial et temporel. Kolmogorov se place dans le cas statistiquement homogène et isotrope. Dans la limite de ces hypothèses, l'énergie cinétique  $E_c$  est transférée des grandes échelles vers les petites à un taux constant  $\epsilon_E = \frac{\partial E_c}{\partial t} = \text{const.}$  Dans cette approche, la seule échelle de temps du système est le temps d'échange d'énergie entre les fluctuations (ici représenté par des tourbillons), appelé temps non linéaire ou temps de retournement  $\tau_{nl}$ . Il est défini pour chaque échelle  $l$  comme  $\tau_{nl} = \frac{l}{\delta v_l}$  où  $\delta v_l$  représente les fluctuations de la vitesse à l'échelle  $l$ . À partir du temps non linéaire, on peut déterminer le taux de cascade  $\epsilon_E \sim \frac{\delta v_l^2}{\tau_{nl}}$ . Et comme  $\epsilon_E$  est supposé constant, il s'en suit directement que  $\delta v_l = (\epsilon_E l)^{1/3}$  et donc que le spectre  $\delta v_l^2/k$  suit une loi de puissance en  $l^{5/3}$  ou encore  $k^{-5/3}$ . Cette phénoménologie et d'autres sont détaillées dans l'annexe D.

Que se passe-t-il pour l'énergie une fois l'échelle de dissipation atteinte? Autour de  $l_d$ , le spectre change et se courbe [19] indiquant un manque d'auto-similarité. Cette partie du spectre est, elle aussi, universelle (voir par exemple la figure 8.14 de [20]) et peut être décrite par une coupure exponentielle  $k^3 \exp(-ckl_d)$  où  $c$  est un paramètre proche de 7 [21]. Dans les fluides neutres, l'échelle de dissipation est comparable au libre parcours moyen des particules et la dissipation s'effectue par collision entre les particules, transformant ainsi l'énergie cinétique en chaleur.

Mais qu'en est-il du vent solaire? La turbulence y est-elle différente? Retrouve-t-on les propriétés de la turbulence hydrodynamique incompressible comme la répartition de l'énergie à travers les échelles en loi de puissance? En d'autres termes, existe-t-il un spectre universel en loi de puissance dans le vent solaire?

Le vent solaire est par nature très différent du cas hydrodynamique incompressible. Tout d'abord, c'est un plasma, ce qui signifie que les particules sont soumises aux effets des forces électromagnétiques qui génèrent des couplages entre ondes et particules. Ensuite, la présence d'un fort champ magnétique ambiant  $\vec{B}_0$  introduit une direction privilégiée et impose une anisotropie des fluctuations turbulentes. Par ailleurs, une autre différence avec le cas des fluides neutres est l'absence quasi totale de collisions dans le vent solaire (ainsi que dans la plupart des plasmas astrophysiques). Les processus de dissipation à l'oeuvre dans le vent solaire sont par conséquent très mal connus. Cependant, des indications observationnelles ainsi que des développements théoriques indiquent que les échelles caractéristiques du plasma pourraient jouer un rôle équivalent à l'échelle de dissipation de la cascade turbulente fluide. Ces échelles caractéristiques sont le rayon de Larmor  $\rho_i$ , la longueur inertielle  $\lambda_i$ , les échelles électroniques correspondantes  $\rho_e$  et  $\lambda_e$  ainsi que les fréquences cyclotroniques ionique et électronique  $f_{ci,e}$  (voir l'annexe A.3 pour les définitions de ces paramètres). À ces échelles des effets cinétiques peuvent apparaître. Cependant, les mécanismes qui dissipent l'énergie électromagnétique et leurs échelles spatiales et/ou temporelles associées sont encore largement débattues.

A tout cela se rajoute le fait que le vent solaire est loin d'être un milieu homogène.



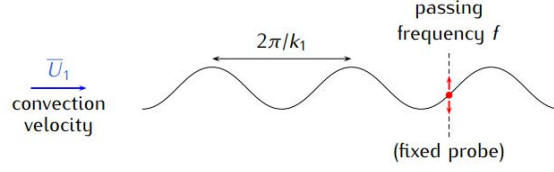


FIGURE I.4 – Vue schématique de l’hypothèse de Taylor : des fluctuations turbulentes figées dans le flot de matière sont convectées à la vitesse  $\vec{U}_1$  et sont mesurées grâce à une sonde fixe.

La densité, la température et la vitesse du vent solaire peuvent varier fortement en fonction du temps et la latitude. Sans compter que les interactions entre le vent rapide et lent, ainsi que des événements transitoires comme les éjections de masse coronale produisent des compressions, des raréfactions et des chocs. Par ailleurs, le vent rapide se propage en moyenne deux fois plus vite que le vent lent, ce qui implique que la turbulence observée à une unité astronomique est plus développée dans le vent lent que dans le vent rapide.

Pour observer le vent solaire, on utilise des sondes spatiales qui nous fournissent des mesures des paramètres du plasma sous forme de séries temporelles. Partant de ces séries, on a accès, dans l’espace de Fourier, à la répartition fréquentielle de l’énergie. Pour remonter à la répartition spatiale de l’énergie on utilise une hypothèse souvent appliquée en turbulence à savoir l’hypothèse de Taylor (dite de turbulence gelée) [22]. On fait l’hypothèse que le champ turbulent est non altéré par son transport à la vitesse d’ensemble  $\vec{U}_1 = U_1 \vec{e}_z$  (voir la figure I.4), qu’il est comme gelé dans le flot de matière, ce qui permet d’avoir :

$$\frac{\partial}{\partial t} = -U_1 \frac{\partial}{\partial z}. \quad (\text{I.0.2})$$

Dans le cas du vent solaire, pour chaque mode de l’espace de Fourier, la fréquence dans le repère du plasma  $f_{\text{sw}}$  et le terme d’advection  $\vec{k} \cdot \vec{V}_{\text{sw}}$  contribuent tous deux à la fréquence dans le repère de la sonde  $f_{\text{sc}}$  et ne peuvent pas être séparés à partir des mesures d’une seule sonde :

$$f_{\text{sc}} = f_{\text{sw}} + \frac{\vec{k} \cdot \vec{V}_{\text{sw}}}{2\pi}. \quad (\text{I.0.3})$$

Pour des gammes de fréquences en dessous des échelles ioniques (typiquement  $f < 10^{-1}$  Hz à 1 UA), la physique est très bien décrite par l’approche MHD [23, 17, 24]. Dans cette gamme de fréquences, la vitesse caractéristique des fluctuations est typiquement celle des ondes d’Alfvén  $V_A = \sqrt{\frac{B^2}{\mu_0 \rho}} \sim 50 \text{ km/s} \ll V_{\text{sw}}$  (où  $B$  désigne l’intensité du champ magnétique, exprimée en teslas,  $\mu_0$  la perméabilité du vide et  $\rho$  la masse volumique, exprimée en kilogrammes par mètre cube) qui est petite devant la vitesse du vent solaire  $V_{\text{sw}}$ . En supposant que le vecteur d’onde est parallèle à la vitesse du vent solaire, on peut écrire que  $f_{\text{sw}} \simeq kV_A$  et on obtient :

$$f_{\text{sc}} = \frac{k(V_{\text{sw}} + V_A)}{2\pi}. \quad (\text{I.0.4})$$

En utilisant le fait que le vent solaire soit super-Alfvénique [25], c'est-à-dire que  $V_{sw} \gg V_A$ , on peut finalement écrire que :

$$f_{sc} = \frac{kV_{sw}}{2\pi}. \quad (\text{I.0.5})$$

Aux échelles sub-ioniques et aux fréquences plus élevées ( $f > 3$  Hz à 1 UA), des ondes dont la vitesse de phase est plus grande ou de l'ordre de la vitesse du vent solaire comme les ondes whistler peuvent apparaître [26] et invalider l'utilisation de l'hypothèse de Taylor. Les limites de l'application de l'hypothèse de Taylor sont détaillées dans Howes et al. (2014) [27].

Le vent solaire contient des fluctuations sur toute la gamme de fréquences mesurable. En regardant le spectre d'énergie de ces fluctuations, on pourrait se dire qu'à première vue la turbulence dans le vent solaire ressemble beaucoup à la turbulence hydrodynamique classique. On y retrouve des ingrédients essentiels à commencer par un spectre d'énergie en loi de puissance. Mais cette turbulence est en réalité très différente du cas hydrodynamique. La figure I.5 extraite de Kiyani et al. (2015) [28] résume le comportement du spectre magnétique turbulent sur près de huit décades en fréquence et sur un peu plus de quatorze décades pour la densité spectrale de puissance. C'est un spectre composite où les données des sondes ACE et Cluster prises sur différents intervalles de temps sont superposées. On observe que contrairement au cas hydrodynamique, il n'existe pas une seule loi de puissance mais plusieurs gammes de fréquences caractérisées par plusieurs indices spectraux.

La partie à très basse fréquence (en bleu obtenu à partir de 58 jours de données ACE/MFI), pour  $f < 10^{-4}$  Hz à 1 UA, correspond à des échelles de l'ordre de plusieurs heures pour lesquelles le spectre suit une loi en  $f^{-1}$ . Ce spectre peut être interprété en termes d'ondes d'Alfvén à grande échelle décorrélatées [29, 30]. Ce domaine de fréquences est dominé par l'expansion radiale et est généralement nommé le domaine d'injection [31] même si l'injection d'énergie a réellement lieu à plus basse fréquence, pour des fréquences de l'ordre de la fréquence de rotation du Soleil  $\Omega_S \simeq \frac{1}{27.28} j^{-1} \simeq 4 \times 10^{-7}$  Hz. La fréquence maximale couverte par cette région est la fréquence de corrélation  $f_c$  (associée à l'échelle de corrélation  $\lambda_c$  dessinée en pointillé sur la figure). Aux échelles plus petites que l'échelle de corrélation, après le domaine d'injection, la cascade turbulente peut se développer car le temps non linéaire  $\tau_{nl}$  devient plus petit que le temps d'expansion du vent solaire  $\tau_{exp} = \frac{R}{V_{sw}}$ , où  $R$  est la distance héliocentrique. Les fluctuations perdent alors la mémoire de leur origine solaire et deviennent le produit de la dynamique locale qui se développe durant leur trajet à travers l'héliosphère. La longueur de corrélation correspond à l'échelle à laquelle le temps d'expansion  $\tau_{exp}$  est de l'ordre du temps non-linéaire  $\tau_{nl}$  [32, 33, 34]. Comme nous le verrons en détail dans le chapitre II, le temps d'expansion  $\tau_{exp}$  augmente avec  $R$ , ce qui implique que  $f_c$  se déplace vers les basses fréquences à mesure que  $R$  augmente [31]. Le fait que  $\tau_{exp}$  dépende de la vitesse du vent solaire peut expliquer pourquoi le domaine d'injection n'est observé généralement que pour des périodes de vent rapide [31].

Au-delà de  $f_c$ , pour des fréquences comprises entre  $10^{-4}$  et  $10^{-1}$  Hz à 1 UA, le spectre du champ magnétique suit généralement la loi d'échelle de K41, c'est-à-dire  $f^{-5/3}$ , et est interprété comme le domaine inertiel du vent solaire. Ce domaine correspond à la partie rouge de la figure I.5 obtenu à partir de 51 heures de données

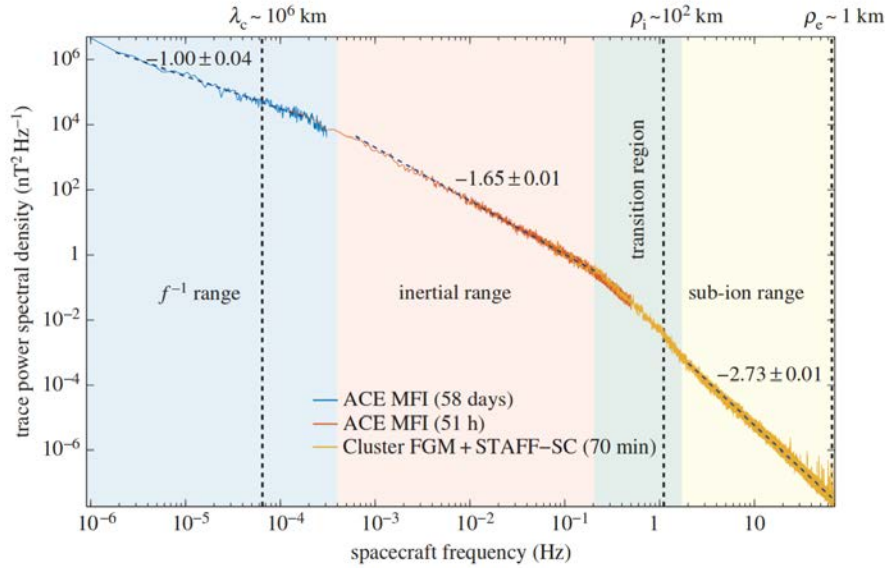


FIGURE I.5 – Spectre magnétique turbulent composite extrait de Kiyani et al. (2015) [28] résumant comment les fluctuations magnétiques évoluent des grandes échelles vers les petites dans le vent solaire, à 1 UA, dans le plan de l'écliptique. Les droites en traits pointillés superposées à chaque courbe représentent les ajustements linéaires réalisés par moindres carrés. Les pentes de ces ajustements sont indiquées à côté de chaque courbe. Les plus grandes échelles (très basses fréquences) sont couvertes par ACE avec l'instrument MFI. L'intervalle correspond à 58 jours de données prises entre 2007/01/01 - 00:00 et 2007/02/28 - 00:00 UTC. Les échelles intermédiaires correspondent à un sous ensemble de ces données. Elles couvrent 51h et ont été prises entre 2007/01/29 - 21:00 et 2007/02/01 - 00:00 UTC. Les plus petites échelles sont couvertes par les instruments FGM et STAFF-SC de Cluster (C4). Là encore l'intervalle de temps est inclut dans l'intervalle précédent. Les données sont prises en mode rafale (fréquence maximale d'environ 450 Hz) et couvrent 70 min le 2007/01/30 de 00:10 à 01:10 UTC.

ACE/MFI. Dans le chapitre II, je tente de comprendre en quoi la nature changeante du vent solaire peut influencer la turbulence sur ces échelles. En particulier j'étudie les liens existants entre l'évolution de la turbulence dans le domaine inertiel à celle de la température, de la densité ou encore de la vitesse du vent solaire au cours de son expansion.

Le spectre change de nouveau autour des échelles caractéristiques des ions (entre 0.1 et 1 Hz à 1 UA) (voir par exemple [35]) et marque le début de la zone de transition (zone verte à cheval sur l'intervalle de 51h mesuré par ACE et celui de 70 min mesuré par Cluster). Ce changement de pente a été observé depuis longtemps, mais les mécanismes qui le génèrent sont encore très discutés, de plus le spectre dans la zone de transition est très variable. L'une des théories communément admise est qu'à ces échelles, l'énergie turbulente est dissipée et transférée au plasma sous forme de chaleur. Comprendre les mécanismes à l'oeuvre et vérifier cette hypothèse de dissipation pourrait permettre d'apporter des éléments cruciaux dans la compréhension de la turbulence et de son lien avec le chauffage dans les plasmas faiblement collisionnels. Dans le chapitre III, je me focalise sur les échelles ioniques et la zone de transition pour tenter de clarifier les processus à l'oeuvre dans cette gamme de fréquences.

Après la zone de transition, le spectre se poursuit et une nouvelle loi de puissance s'établit, c'est le domaine sub-ionique. Cette gamme de fréquences est couverte par les données Cluster et est représentée en jaune sur la figure L.5. On y observe un spectre en  $f^{-2.73}$ . Les études de plusieurs intervalles de vent solaire montrent que le spectre dans ce domaine suit généralement une loi en  $f^{-2.8}$  [36, 37, 38]. Les détails sur ce domaine peuvent être trouvés dans la revue de Alexandrova et al. (2013) [39].

Seulement, la turbulence ne se limite pas à l'existence de lois d'échelles pour le spectre d'énergie. Ces spectres ne suffisent ni pour comprendre comment l'énergie est transférée à travers les échelles, ni pour savoir comment elle est répartie dans l'espace. Si on repart de la phénoménologie de Kolmogorov [18], l'hypothèse d'auto-similarité implique que l'énergie est transférée des grandes échelles par une succession de pas non dissipatifs vers les petites échelles où a lieu la dissipation. Les fluctuations de la vitesse  $\delta v_l = v(x+l) - v(x)$  ont alors une répartition statistique identique quelle que soit l'échelle  $l$ . C'est-à-dire que les moments en valeur absolue de ces fluctuations  $\mathbb{E}[|\delta v_l|^q] = \int_{-\infty}^{\infty} |\delta v_l|^q P(\delta v_l) d(\delta v_l)$  (appelés fonctions de structure - voir l'annexe C pour plus de détails) suivent une loi d'échelle quel que soit l'ordre  $q$  :

$$\mathbb{E}[|\delta v_l|^q] \propto (\epsilon l)^{q/3} \quad (\text{I.0.6})$$

Pour  $q = 2$ , on retrouve le fameux spectre en  $k^{-5/3}$ . La phénoménologie Iroshnikov-Kraichnan (voir l'annexe D) permet d'obtenir un résultat similaire en MHD [40, 41].

En général, les fluctuations turbulentes à l'échelle  $l$  sont approximées par les incréments du champ (champ de vitesse, champ magnétique, etc.) à cette échelle  $\delta v_l$ . On utilise alors les fonctions de structure pour caractériser les distributions des fluctuations turbulentes.

En réalité, des mesures expérimentales montrent que l'hypothèse d'auto-similarité de K41 n'est pas satisfaite. En effet, l'étude des exposants des lois d'échelles  $\zeta(q)$  pour les fonctions de structures  $\mathbb{E}[|\delta v_l|^q] \sim l^{\zeta(q)}$  a montré que  $\zeta(q)$  s'écartait de  $\frac{q}{3}$  à mesure que l'échelle  $l$  devenait de plus en plus petite. Ce phénomène caractérise une déformation des distributions des fluctuations turbulentes à travers les échelles

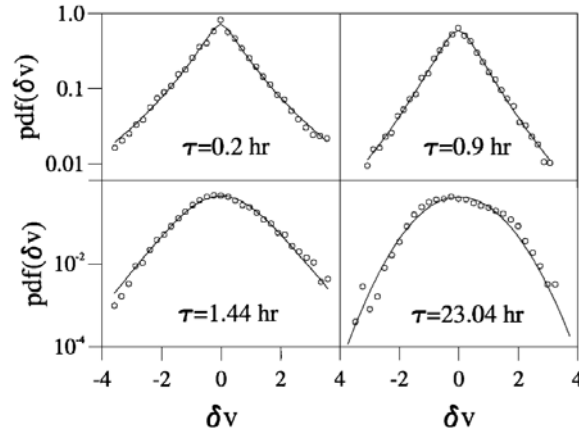


FIGURE I.6 – Densité de probabilité des incréments de vitesse  $\delta v_l$  pour différentes échelles. Les incréments du champ magnétique ont des densités de probabilité comparables. Source : Sorriso-Valvo et al. (1999) [44].

marquant l'apparition progressive de queues non-gaussiennes à petite échelle. Cette déformation a lieu au profit des événements de grande amplitude qui deviennent moins rares que dans le cas gaussien.

Ces événements de grande amplitude, ce sont les structures cohérentes. Dans le vent solaire, les structures observées sont majoritairement des discontinuités planaires comme les couches de courant, les discontinuités rotationnelles ou encore les chocs (voir par exemple [33, 42, 43]). Ces observations sont basées sur une méthode de détection locale utilisant les incréments de vitesse  $\delta v_l$  (voire les ondelettes de Haar dans certains cas). L'idée est de sélectionner uniquement les événements hors du coeur gaussien de la distribution, c'est-à-dire les incréments (coefficients d'ondelette) les plus forts. Nous verrons dans le chapitre III que le choix de la méthode de sélection peut influencer la topologie des structures détectées.

Les structures cohérentes et les queues non-gaussiennes aux petites échelles sont les manifestations du fait que le taux de transfert  $\epsilon_E$  n'est pas constant, c'est-à-dire que le transfert d'énergie turbulente et la dissipation ne s'opèrent pas de manière uniforme dans l'espace [20], et c'est ce qu'on appelle l'intermittence.

L'intermittence est un élément fondamental de la turbulence. Elle est liée à la nature même des champs turbulents et à la manière dont la turbulence transfère et dissipe l'énergie. C'est une quantité importante qu'on se doit d'étudier si nous voulons comprendre comment le transfert d'énergie et plus particulièrement la dissipation s'effectue dans le vent solaire. De plus, l'intermittence se retrouve dans tous les milieux turbulents hydrodynamiques, mais aussi dans le cadre de la turbulence MHD [17, 45] et plus particulièrement dans le vent solaire (voir par exemple [46, 44, 47, 31, 48, 49]). La figure I.6 est extraite de Sorriso-Valvo et al. (1999) [44] et montre l'évolution de la distribution des fluctuations du champ de vitesse du vent solaire à 1 UA pour quatre échelles (temporelles) différentes. Pour des échelles de l'ordre de la journée, la distribution apparaît gaussienne. On constate bien que plus on se rapproche des petites

échelles et plus la distribution s'éloigne de la loi normale. Les densités de probabilité des fluctuations du champ magnétique ont un comportement similaire même si le champ magnétique est en général plus intermittent que le champ de vitesse [44, 50].

Dans le chapitre **IV**, j'étudie les densités de probabilité des fluctuations magnétiques et je mets en relation la forme de ces densités de probabilité avec l'évolution du spectre tout au long de la cascade turbulente. Je montre en particulier qu'avec une seule classe de fonctions on peut décrire ces distributions des échelles MHD jusqu'aux échelles sub-ioniques et comment cette classe de fonctions peut être utilisée pour caractériser le rôle de l'intermittence dans la cascade turbulente.



## Chapitre II

# Le vent solaire à grande échelle ou comment les paramètres du plasma sont liés à la turbulence

Comme nous l'avons vu dans l'introduction, le vent solaire est loin d'être un milieu homogène. Les observations peuvent dépendre de nombreux paramètres comme la distance héliocentrique, la latitude, la phase du cycle solaire ou encore la vitesse du vent solaire. Cette liste est loin d'être exhaustive et ces conditions variables peuvent influencer les phénomènes qui se déroulent dans le vent solaire. La turbulence hydrodynamique est connue pour son caractère universel, mais en est-il de même pour la turbulence dans le vent solaire? En quoi les conditions du plasma du vent solaire influencent-elles la turbulence?

Dans le vent solaire, différents paramètres du plasma sont inter-corrélés. Par exemple, on observe généralement que plus le vent solaire est rapide et plus il est chaud. De nombreux auteurs comme [51, 52, 53, 54] ont tenté d'ajuster précisément cette dépendance entre température et vitesse des protons. D'autres auteurs comme Matthaeus et al. (2006) [55] ou encore Démoulin (2009) [56] ont confirmé ces observations et ont tenté d'apporter des pistes pour expliquer cette relation. Ils ont par exemple suggéré que ce phénomène pouvait être lié au fait que le vent lent et le vent rapide ne proviennent pas des mêmes régions du Soleil.

Ces corrélations multiples complexifient l'interprétation des observations. Pour comprendre les phénomènes physiques qui se déroulent dans le vent solaire et ne pas faire de mauvaises interprétations, il faut pouvoir dire si une quantité est en lien direct avec une autre ou si on observe une relation par le biais d'une ou plusieurs inter-corrélations.

Pour ce qui concerne la turbulence, les études de Grappin et al. (1991) [57], Vasquez et al. (2007) [58] ou encore Lacombe et al. (2014) [26] ont mis en avant une corrélation entre l'amplitude des fluctuations magnétiques et la température et/ou la pression thermique  $P_{th} = nk_B T$  des protons pour des distances héliocentriques comprises entre 0,4 et 1 UA dans le plan de l'écliptique. D'après Grappin et al. (1991) [57], le mécanisme à l'origine de cette corrélation devrait être à l'oeuvre, non seulement à proximité de la couronne solaire, mais aussi tout au long de la propagation du vent solaire. Mais quel



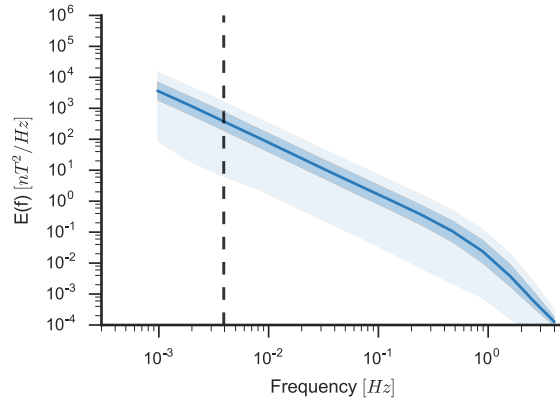


FIGURE II.1 – Distribution des spectres des fluctuations magnétiques obtenus à partir des données STEREO mesurées entre 2008 et 2014. La distribution est présentée à la manière d’un diagramme en boîte. On y trouve les valeurs de la médiane (bleu foncé), les premiers et troisièmes quartiles (second niveau de couleur), ainsi que les valeurs extrêmes (bleu clair) de la distribution des spectres (le plus haut est le plus faible en énergie). Les tirets indiquent la fréquence ( $f = 3,9 \times 10^{-3}$ ) utilisée par la suite pour évaluer la hauteur du spectre.

est ce mécanisme? À quel point cette relation est-elle générale? Y a-t-il un lien avec la corrélation entre vitesse et température? Voici quelques-unes des questions que je vais aborder dans ce chapitre.

## II.1 Conditions du plasma et niveau de la turbulence

J’ai commencé mon étude en utilisant six ans de données provenant des sondes STEREO (voir l’annexe E.1.1 pour plus de détails sur les sondes STEREO A et B) en comparant l’amplitude des fluctuations magnétiques et chacun des paramètres du plasma, à savoir la température, la vitesse et la densité des protons. L’amplitude des fluctuations est obtenue en considérant le niveau du spectre turbulent à une fréquence fixe au milieu du domaine inertiel, ici  $f = 0.0039$  Hz. Ces spectres sont calculés pour chaque jour, à partir de deux intervalles de 9h séparés par 4h30, en utilisant l’ondelette de Coiflet C12 (quatre moments nuls - voir l’annexe). La séparation de 4h30 permet d’obtenir des spectres relativement indépendants. La distribution de ces spectres est présentée sur la figure II.1.

La figure II.2 montre, sur la diagonale, la densité de probabilité de la vitesse, de la température, de la densité et du niveau de turbulence à  $f = 0.0039$  Hz. Chaque case de la partie inférieure représente les distributions jointes de deux des quantités ainsi que le coefficient de corrélation de Spearman  $\Omega$  associé [59]. Le coefficient de corrélation de Pearson permet d’analyser les relations linéaires entre deux variables  $X_i$  et  $Y_i$  tandis que le coefficient de corrélation de Spearman permet, lui, d’analyser les relations monotones (linéaire ou non). La corrélation de Spearman se base non pas

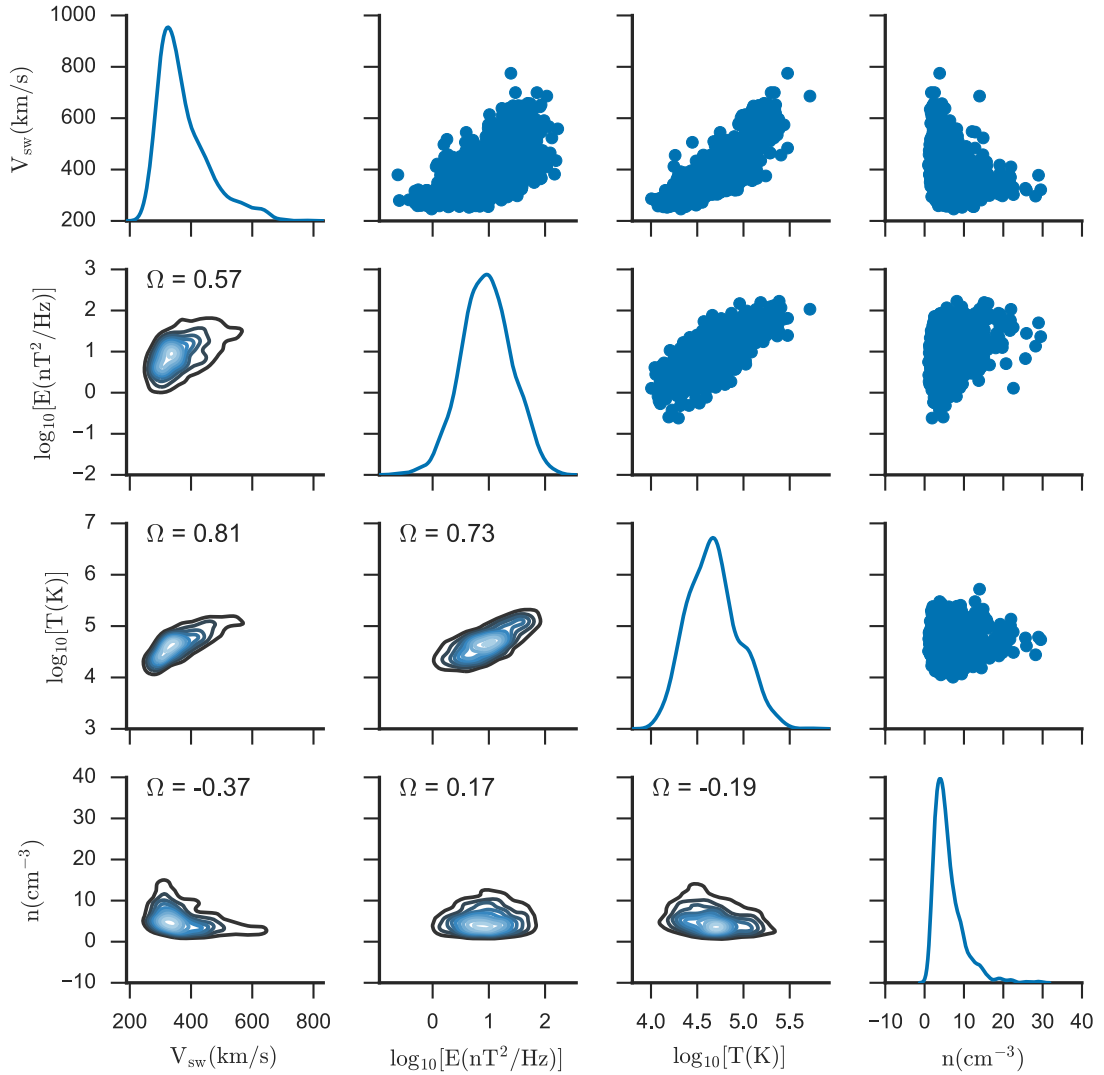


FIGURE II.2 – Corrélation entre le niveau de turbulence pris à une fréquence fixe ( $f = 0.0039$  Hz) et les paramètres du vent solaire. Sur la diagonale : densité de probabilité de la vitesse, de la température, de la densité et du niveau de turbulence à  $f = 0.0039$  Hz. Partie inférieure : distributions jointes des quantités (le coefficient de corrélation de Spearman  $\Omega$  est indiqué pour chaque case). Partie supérieure : données utilisées pour construire les distributions de la partie inférieure (chaque point représente un intervalle de 9h).

sur les valeurs prises par les deux variables mais sur les rangs de ces valeurs ( $\text{rg}(X_i)$  et  $\text{rg}(Y_i)$ ). Elle est de ce fait plus générale et moins sensible aux données aberrantes (*outliers*) que la corrélation de Pearson. Le coefficient de corrélation de Spearman  $\Omega$  est défini comme :

$$\Omega = 1 - \frac{6 \sum d_i^2}{N(N^2 - 1)} \quad (\text{II.1.1})$$

où  $d_i = \text{rg}(X_i) - \text{rg}(Y_i)$  et  $N$  est la longueur des deux variables. La partie supérieure de la figure représente, en symétrique, les points utilisés pour construire les distributions de la partie inférieure.

L'orbite de STEREO A étant dans l'écliptique, notre échantillon de données comporte une majorité d'intervalles de vent lent (autour de 300 km/s) mais aussi un certain nombre de cas de vent rapide (jusqu'à une vitesse de l'ordre de 700 km/s). Parmi les distributions jointes, on peut remarquer que deux d'entre elles ont des coefficients de corrélation proche de  $\Omega = 0,8$ . On retrouve ici le lien entre la température et la vitesse du vent ainsi que la corrélation entre la température et le niveau du spectre. On notera par contre qu'il n'existe pas de lien très fort ( $\Omega = 0,57$ ) entre la vitesse du vent et le niveau du spectre.

On peut aussi s'intéresser à la corrélation avec la pression magnétique  $P_{\text{mag}} = B^2/(2\mu_0)$  et aux différentes combinaisons entre ces quantités (comme la pression thermique  $P_{\text{th}} = nk_B T$  ou encore le beta du plasma<sup>1</sup>  $\beta_p = \frac{n_p k_B T_p}{B^2/(2\mu_0)}$ ). La figure II.3 construite sur le même principe que la figure précédente montre les corrélations entre ces différentes quantités. On remarque que la pression thermique  $P_{\text{th}}$  et la pression magnétique  $P_{\text{mag}}$  corrélient de façon significative avec le niveau du spectre turbulent (coefficient de corrélation de l'ordre de 0,7). Plusieurs auteurs [57, 58, 26] ont par ailleurs déjà observé ces corrélations entre la température et/ou la pression thermique/magnétique et l'amplitude des fluctuations en utilisant des données provenant d'autres sondes positionnées entre de 0.4 et 1 UA. Pour la suite de l'étude, je me focalise uniquement sur la relation entre la température et/ou la pression thermique et l'amplitude des fluctuations.

Plusieurs questions viennent alors naturellement. On peut tout d'abord se demander si le lien observé entre la pression thermique et l'amplitude des fluctuations n'est pas simplement le même que celui entre la température et ces mêmes fluctuations. Et si c'est bien le cas, en quoi prendre en compte les variations de densité est-il important ?

Pour répondre à ces questions, j'ai choisi d'observer les séries temporelles de la pression thermique (figure II.4, ligne verte), de la température (ligne orange) et de la hauteur du spectre pour différentes fréquences (lignes bleues), les unités sont fixées arbitrairement pour permettre une meilleure visualisation. Comme on pouvait s'y attendre, puisque le spectre du domaine inertiel suit une loi d'échelle en  $f^{-\alpha}$  avec  $\alpha$  proche de 5/3, le niveau de turbulence évolue de manière quasi identique quelle que soit la fréquence, ce qui implique que la relation observée est valable quelle que soit la fréquence choisie dans le domaine inertiel. Par ailleurs, on peut voir que la pression thermique tout comme la température suit globalement les variations de la hauteur du spectre, ce qui se traduisait sur les figures II.2 et II.3 par des coefficients de corrélation très proches. Mais si on s'intéresse aux fines variations au cours du temps, on constate

---

1.  $\beta_p$  représente le ratio entre la pression thermique et la pression magnétique dans le plasma.

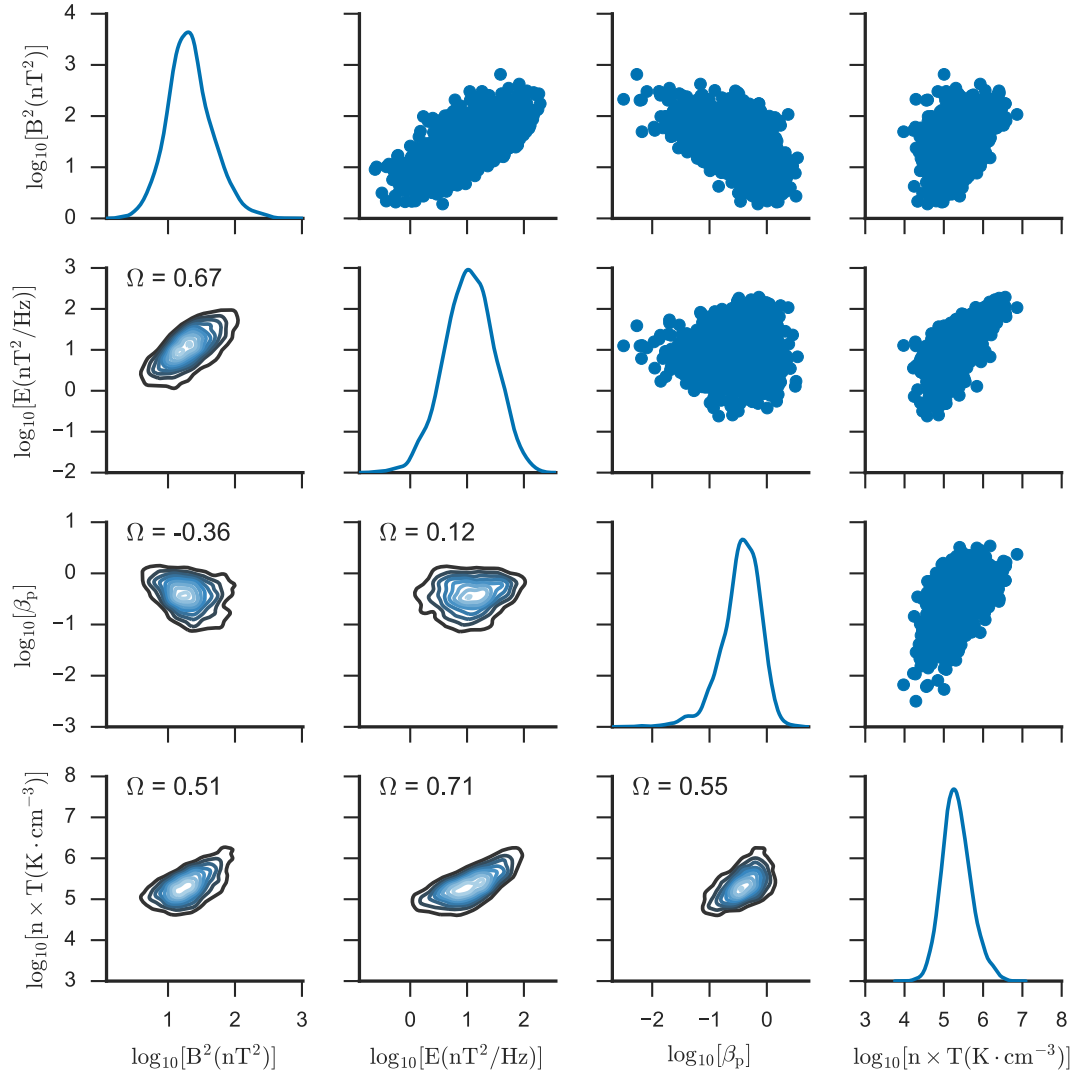


FIGURE II.3 – Corrélation entre la pression magnétique (à une constante près), le niveau de turbulence en  $f = 0.0039$  Hz, le beta du plasma et la pression thermique (à une constante près). La figure s'organise exactement comme la figure II.2.

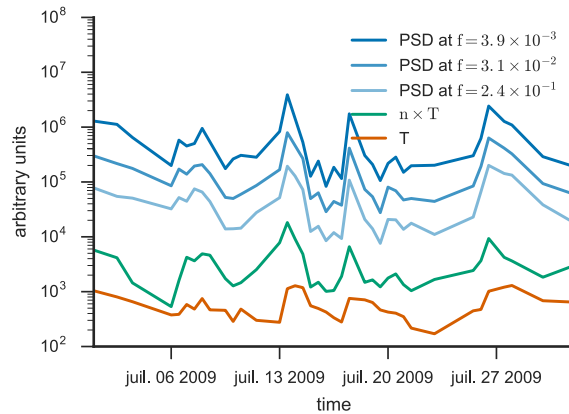


FIGURE II.4 – Séries temporelles de la température et de la densité d'énergie du 1er Juillet au 1er Août 2009.

qu'il est nécessaire de prendre en compte la densité pour obtenir un meilleur accord entre les courbes. Pour la suite on ne considèrera plus que la pression thermique, tout en gardant en tête qu'une grande partie de la corrélation semble liée à la température.

Dans la section suivante, nous allons explorer la relation entre l'amplitude des fluctuations magnétiques et l'énergie thermique de 0,5 UA à 5,3 UA. On va voir que cette relation est bien une loi générale dans l'héliosphère (au moins jusqu'à l'orbite de Jupiter).

## II.2 Observation de la variation des spectres magnétiques en fonction de la distance héliocentrique

L'approche réalisée avec STEREO peut être étendue aux données provenant d'autres sondes. En particulier j'ai choisi des données provenant de Helios 2 et d'Ulysses qui couvrent respectivement l'héliosphère interne et l'héliosphère externe (jusqu'à l'orbite de Jupiter). Il est important de se placer dans des conditions similaires aux observations STEREO pour pouvoir généraliser à une partie de l'héliosphère les résultats obtenus à une unité astronomique. Comme le montre la figure II.5, Helios 2 (courbe verte) a exploré le vent solaire dans le plan de l'écliptique à une distance comprise entre 0,3 à 1 UA du Soleil. La sonde Ulysses (courbe bleue), quant à elle, est un cas très particulier car au début de la mission la sonde orbitait dans le plan de l'écliptique et ce n'est qu'après son premier passage à Jupiter qu'elle quitta le plan de l'écliptique pour suivre une orbite perpendiculaire à ce dernier. Durant toute la mission, Ulysses couvre la région comprise entre 1,3 à 5,4 UA. Pour obtenir des conditions similaires à celle de STEREO (point orange), j'ai choisi de considérer les données d'Ulysses uniquement lorsque la sonde est proche du plan de l'écliptique. J'ai aussi séparé les données de toutes les sondes en fonction de leur distance au Soleil.

L'ensemble des spectres utilisés est représenté sur la figure II.6. Les deux premiers ensembles de données correspondent aux périodes où Helios 2 était à une distance

## II.2. OBSERVATION DE LA VARIATION DES SPECTRES MAGNÉTIQUES EN FONCTION DE LA DISTANCE HÉLIOSPHÉRIQUE

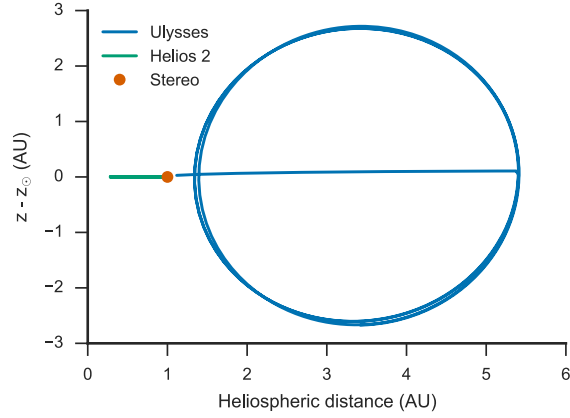


FIGURE II.5 – Position relative des sondes Ulysses (bleu), Helios 2 (vert) et Stereo (A et B - orange) par rapport au Soleil, pour toute la durée des missions.

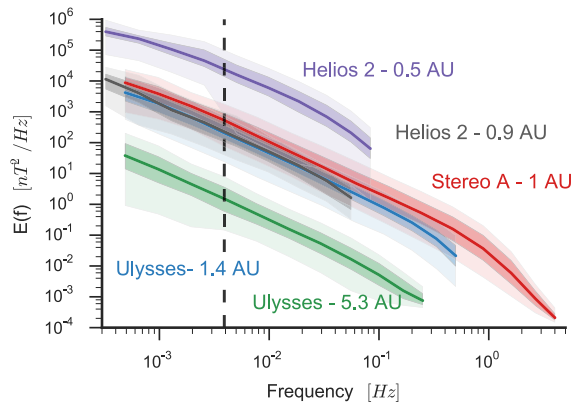


FIGURE II.6 – Représentation des distributions des spectres utilisés pour cette étude. Chaque couleur correspond à un couple sonde/distance. Les distributions sont présentées à la manière d'un diagramme en boîte. On y trouve les valeurs de la médiane (niveau de couleur le plus foncé), les premiers et troisièmes quartiles (second niveau de couleur), ainsi que les valeurs extrêmes (niveau de couleur le plus clair) de la distribution des spectres (le plus haut est le plus faible en énergie). Les tirets indiquent la fréquence ( $f = 3,9 \times 10^{-3}$ ) utilisée par la suite pour évaluer la hauteur du spectre.

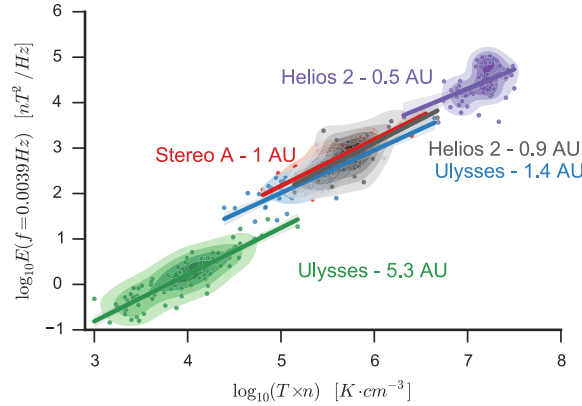


FIGURE II.7 – Distributions de la pression thermique (à une constante  $k_B$  près) en fonction du niveau du spectre en  $f = 3,9 \times 10^{-3}$  Hz pour les cinq jeux de données (0,5 UA ; 0,9 UA ; 1 UA ; 1,4 UA ; 5,3 UA) avec le même code couleur que la figure II.6. La droite superposée à chaque jeu de données correspond à un ajustement linéaire de la distribution par la méthode des moindres carrés.

inférieure à 0,5 UA (violet) et à une distance supérieure à 0,9 UA (gris). Les deux suivants contiennent les données d’Ulysses pour des distances inférieures à 1,4 UA (bleu - du 2001/04/01 au 2001/06/30) et supérieures à 5,3 UA (vert - du 1998/03/01 au 1998/05/31). Le dernier ensemble correspond à trois mois de données (entre 2008/03/01 et 2008/05/31) provenant de STEREO A (rouge). Une ligne verticale en pointillé indique la fréquence ( $f_l = 3,9 \times 10^{-3}$  Hz) utilisée par la suite pour évaluer la hauteur du spectre.

La figure II.7 montre les distributions de la pression thermique (à une constante  $k_B$  près) en fonction du niveau du spectre en  $f = f_l$  pour les cinq jeux de données (0,5 UA ; 0,9 UA ; 1 UA ; 1,4 UA ; 5,3 UA) avec le même code couleur que la figure précédente. La droite superposée à chaque jeu de données correspond à un ajustement linéaire de la distribution par la méthode des moindres carrés.

Comme on peut le constater, la relation entre l’amplitude des fluctuations magnétiques et l’énergie thermique est vérifiée pour l’ensemble des données considérées. On observe une relation de la forme :

$$\log [E(f)] = a \log [Tn] + b \quad (\text{II.2.1})$$

pour chaque nuage de points où  $a$  est la pente de l’ajustement linéaire et  $b$  est l’ordonnée à l’origine.

La figure II.8 représente les paramètres de l’ajustement pour les différentes distributions présentées sur la figure II.7. Cette figure permet de mettre en évidence que l’ordonnée à l’origine est une fonction monotone de la distance héliocentrique tandis que la pente reste relativement constante et proche de 1. Comment expliquer la variation radiale de l’ordonnée à l’origine ?

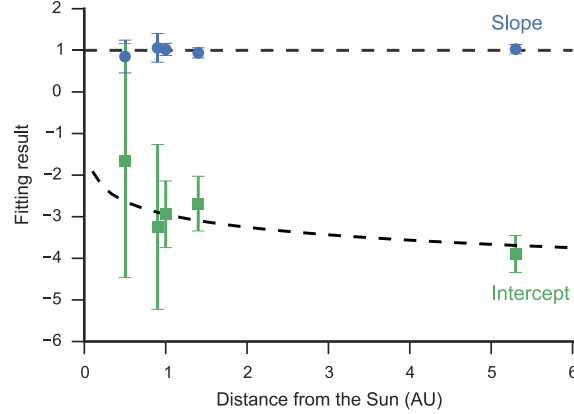


FIGURE II.8 – Paramètres des ajustements linéaires de la figure II.7 en fonction de la distance héliocentrique.

### II.3 Dépendance radiale et corrélation

On sait que les paramètres du plasma varient en fonction de la distance héliocentrique. La densité des protons varie en  $R^{-2}$  tandis que la température des protons, elle, varie en  $R^{\gamma_T}$  où  $\gamma_T \simeq -0,6$  à  $-1,0$  selon les auteurs (voir par exemple [52] et [60]). Qu'en est-il de l'amplitude des fluctuations turbulentes ?

La radiale de la hauteur du spectre dépend de la fréquence considérée. Dans le domaine d'injection (pour des fréquences inférieures à  $10^{-4}$  à 1 UA), largement dominé par les fluctuations alfvéniques, l'approximation WKB [61] est applicable et permet de montrer que le niveau du spectre varie en  $R^{-3}$  [62, 63, 64, 31]. L'approximation WKB consiste à approcher les solutions d'équation différentielle linéaire (comme les relations de dispersion ou l'équation de propagation de fluctuations alfvéniques dans le vent solaire [65]) par des ondes planes dont l'amplitude et la longueur d'onde varient petit à petit avec le temps. Cette approximation est normalement dédiée uniquement à l'étude des fluctuations de faible amplitude mais elle peut être étendue au cas de fluctuations de large amplitude pour les modes d'Alfvén [66].

En considérant que le spectre dans le domaine inertiel suit la phénoménologie de Kolmogorov, on peut montrer par un raisonnement géométrique, que le niveau du spectre dans le domaine inertiel décroît en  $R^{-4}$ . Cette décroissance est en accord avec l'évolution radiale observée pour  $f_c \propto R^{-1.5}$  [31].

On part du fait que le spectre à basse fréquence (dans le domaine d'injection) suit une loi de puissance en  $f^{-1}$ . Le spectre dans le domaine inertiel suit quant à lui une loi en  $f^{-5/3}$ . La limite entre ces deux domaines est déterminée par la fréquence de corrélation  $f_c$  qui correspond au moment où le temps d'expansion  $\tau_{exp} = \frac{R}{V_{sw}}$  et le temps non-linéaire  $\tau_{nl}$  sont égaux. D'après K41 (voir l'annexe D)  $\tau_{nl} \propto f^{-2/3}$ . On peut donc écrire que  $\tau_{nl} = \tau_{nl,0} \left(\frac{f}{f_0}\right)^{-2/3}$  avec  $\tau_{nl,0}$  le temps non-linéaire à la fréquence  $f_0$ . Si on note  $E_1(f, R) = A_1(R) \left(\frac{f}{f_0}\right)^{-1}$  le spectre dans le domaine d'injection et



$E_2(f, R) = A_2(R) \left(\frac{f}{f_0}\right)^{-5/3}$  le spectre dans le domaine inertiel, en  $f_c$  on a l'égalité suivante :

$$\frac{E_2(f_c, R)}{E_1(f_c, R)} = 1 \quad (\text{II.3.1})$$

quel que soit  $R$ . Ce qui équivaut à écrire :

$$\frac{A_2(R) \left(\frac{f_c}{f_0}\right)^{-5/3}}{A_1(R) \left(\frac{f_c}{f_0}\right)^{-1}} = \frac{A_2(R)}{A_1(R)} \left(\frac{f_c}{f_0}\right)^{-2/3} = 1. \quad (\text{II.3.2})$$

Puisque en  $f_c$ ,  $\tau_{exp} \simeq \tau_{nl}$ , on a aussi :

$$\left(\frac{f_c}{f_0}\right)^{2/3} = \frac{V_{sw}\tau_{nl,0}}{R} \propto R^{-1}. \quad (\text{II.3.3})$$

On peut écrire explicitement la dépendance radiale du spectre dans le domaine d'injection, à savoir  $A_1(R) = A_{1,0} \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-3}$  et on obtient :

$$A_2(R) = A_1(R) \left(\frac{f_c}{f_0}\right)^{2/3} = A_{1,0} \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-3} \left(\frac{R}{V_{sw}\tau_{nl,0}}\right)^{-1} \propto R^{-4}. \quad (\text{II.3.4})$$

En choisissant  $R_0 = V_{sw}\tau_{nl,0}$  l'équation se simplifie et donne finalement :

$$A_2(R) = A_{1,0} \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-4}. \quad (\text{II.3.5})$$

On trouve bien que le spectre dans le domaine inertiel décroît en  $R^{-4}$ .

On a donc pour la température, la densité et le niveau des fluctuations du champ magnétique une dépendance radiale de la forme :

$$H(R) = H_0 \left[\frac{R}{R_0}\right]^\gamma \quad (\text{II.3.6})$$

où  $H$  est une quantité donnée (température, densité ou niveau du spectre) et  $H_0$  est la valeur de cette quantité en  $R_0$ . L'équation II.2.1 peut donc se réécrire en  $R$  comme :

$$\log [E(f, R)] = a(R) \log [T(R)n(R)] + b(R) \quad (\text{II.3.7})$$

ce qui équivaut à écrire :

$$\log \left[ E_0(f) \left[\frac{R}{R_0}\right]^{\gamma_E} \right] = a(R) \log \left[ T_0 n_0 \left[\frac{R}{R_0}\right]^{\gamma_T + \gamma_n} \right] + b(R) \quad (\text{II.3.8})$$

où  $\gamma_T$ ,  $\gamma_N$  et  $\gamma_E$  correspondent respectivement aux dépendances radiales de la température, de la densité et de la hauteur du spectre. On peut faire de même en  $R_0$  :

$$\log [E_0(f)] = a(R_0) \log [T_0 n_0] + b(R_0). \quad (\text{II.3.9})$$

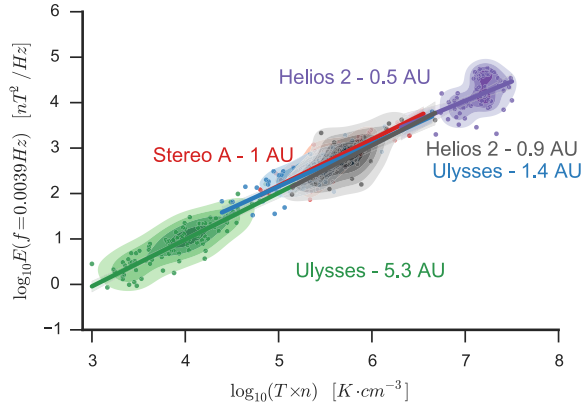


FIGURE II.9 – Distributions de la figure II.7 corrigées pour prendre en compte l'évolution radiale de la température, de la densité et de l'amplitude des fluctuations magnétiques.

Les observations montrent que  $a$  est une constante, donc  $a(R_0) = a(R) = a$ . Si maintenant on regroupe les deux dernières équations (II.3.8 et II.3.9), on montre que l'ordonnée à l'origine  $b(R)$  peut s'écrire comme :

$$b(R) = b(R_0) + (a(\gamma_T + \gamma_N) - \gamma_E) \log \left[ \frac{R_0}{R} \right]. \quad (\text{II.3.10})$$

En considérant que  $\gamma_T = -0,9$ ,  $\gamma_N = -2$  et  $\gamma_E = -4$  on obtient la courbe noire en pointillé de la figure II.8 qui passe bien par l'ensemble des points de mesures. Grâce à ce modèle on peut corriger l'ordonnée à l'origine des distributions de la figure II.7 pour la faire correspondre à celle observée à 1 UA comme le montre la figure II.9 dans laquelle toutes les distributions sont parfaitement alignées.

Une fois ces quelques corrections prises en compte, la relation entre  $E(f)$  et  $P_{th}$  s'applique sans équivoque de 0,3 UA à 5,4 UA. Mais quelle est la source de cette corrélation ?

## II.4 Corrélation et causalité

Avant d'aller plus loin, il est essentiel de faire le point sur la différence entre causalité et corrélation. Deux événements peuvent être corrélés (reliés) sans pour autant avoir des rapports de cause à effet. Pour reprendre cette plaisanterie de Coluche : "Quand on est malade, il ne faut surtout pas aller à l'hôpital : la probabilité de mourir dans un lit d'hôpital est 10 fois plus grande que dans son lit à la maison". Il est clair qu'on ne meurt pas plus parce qu'on est dans un lit d'hôpital<sup>2</sup>, mais on y est parce qu'on est (plutôt gravement) malade, et quand on est malade la probabilité de mourir est

2. Même si les maladies nosocomiales existent et peuvent être très dangereuses, ce n'est pas le facteur principal.

plus grande. Dans notre cas, on observe une augmentation de la température en même temps que l'augmentation des fluctuations turbulentes, l'un des premiers réflexes que l'on a est d'imaginer que plus la turbulence est forte et plus elle chauffe le vent solaire ce qui entraîne une augmentation de la température. Mais il faut rester prudent car à première vue rien n'indique un lien de cause à effet.

Pour expliquer cette corrélation, nous avons envisagé plusieurs scénarios. Dans le premier, on considère que cette corrélation s'installe au fur et à mesure que le vent se propage dans l'héliosphère. Cette thèse est étayée par le fait que les données mesurées par Helios à 0,5 UA paraissent moins bien corrélées que celles mesurées à 0,9 UA. Cette tendance semble d'ailleurs se confirmer avec les données Ulysses à 5,3 UA. De plus, de nombreuses études ont déjà mis en évidence des indications sur le rôle de la turbulence dans le chauffage du vent solaire (voir par exemple [58, 67, 68]).

La seconde option consiste à dire que cette corrélation est générée par un mécanisme (inconnu) au niveau de la photosphère et/ou de la basse couronne et qu'elle est simplement convectée à travers l'héliosphère. Cette idée est motivée par le fait qu'en prenant en compte l'ensemble des variations radiales (observées) des paramètres du vent solaire et de la turbulence, on puisse faire converger l'ensemble des distributions vers une même loi.

Une troisième possibilité est la coexistence de ces deux scénarios. D'après Grappin et al. (1991) [57], le mécanisme à l'origine de cette corrélation devrait être à l'œuvre, non seulement à proximité de la couronne solaire, mais aussi tout au long de la propagation du vent solaire. On observerait alors une corrélation fossile qui se propagerait dans l'héliosphère et qui serait entretenue par le chauffage turbulent (par exemple). Dans les sections suivantes nous allons voir si ces scénarios sont plausibles et dans quelle mesure l'existence d'une corrélation fossile ou des chauffages pourrait se répercuter sur les observations.

### II.4.1 Un chauffage local ?

Pour voir si l'hypothèse du chauffage local est raisonnable on se place dans le cadre simplifié d'un vent solaire en expansion radiale. On considère les échanges de travail et de chaleur pour un nombre de moles  $N$  et une masse de vent  $M$  contenus dans un volume  $V$  comme représenté sur la figure II.10. Dans ces conditions, le premier principe de la thermodynamique s'écrit :

$$NC_v dT = M\epsilon dt - P_{th} dV \quad (\text{II.4.1})$$

où  $\epsilon$  est le taux de dissipation par unité de masse permettant de modéliser les transferts de chaleur,  $C_v$  est la chaleur spécifique à volume constant,  $dT$ ,  $dt$  et  $dV$  sont des variations infinitésimales de la température, du temps et du volume.

Dans le cas d'une expansion radiale  $dr = V_{sw} dt$  et  $\frac{1}{V} \frac{dV}{dr} = \frac{2}{r}$ . En multipliant l'équation II.4.1 par  $\frac{1}{V} \frac{dV}{dr}$  on obtient :

$$P_{th} \frac{2V}{r} + NC_v \frac{dT}{dr} = \frac{M\epsilon}{V_{sw}}. \quad (\text{II.4.2})$$

En faisant l'hypothèse que tout le chauffage est apporté par la turbulence alors  $\epsilon = \epsilon_P$  avec  $\epsilon_P$  le taux de cascade turbulente. Si on considère en plus le vent solaire comme

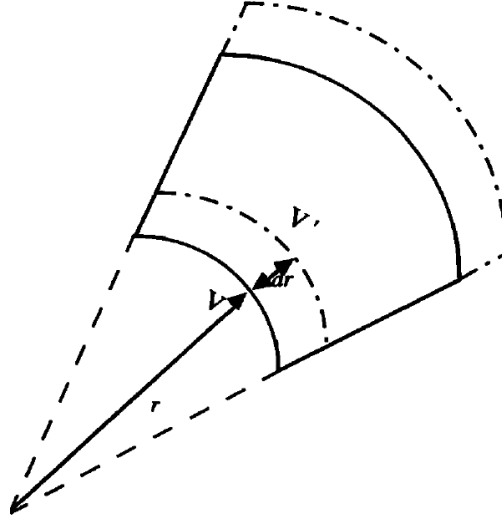


FIGURE II.10 – Le volume  $V$  à une distance  $r$  se dilate avec l'expansion du vent solaire pour atteindre un volume  $V'$  à la distance  $r + dr$ . L'élément de volume se déplace d'une distance  $dr = Udt$  en un temps  $dt$ . Source : Verma et al. (1995) [69].

un gaz parfait monoatomique alors  $C_V = \frac{3\mathcal{R}}{2M}$  où  $\mathcal{R}$  est la constante universelle des gaz parfaits. L'équation devient finalement :

$$\frac{dT}{dr} + \frac{4}{3} \frac{T}{r} = \frac{m_p}{(3/2)V_{sw}k_B} \epsilon \quad (\text{II.4.3})$$

avec  $m_p$  la masse d'un proton.

En suivant le raisonnement de Vasquez et al. (2007) [58], c'est-à-dire en supposant que la température s'écrit comme  $T(r) = T_0 \left[ \frac{r}{R_0} \right]^{\gamma_T}$  et que  $\gamma_T$  ne dépend pas de la vitesse du vent solaire [52] on peut obtenir une relation simple entre la température et le taux de dissipation  $\epsilon$  :

$$\epsilon = \left( \frac{4}{3} + \gamma_T \right) \frac{3}{2} \frac{V_{sw}}{R_0} \frac{k_B T_0}{m_p}. \quad (\text{II.4.4})$$

Si maintenant on suppose que l'ensemble du chauffage turbulent va aux protons et que c'est la seule source de chauffage alors  $\epsilon = \epsilon_E$  où  $\epsilon_E$  est le taux de dissipation turbulente.

Dans leur étude, Vasquez et al. (2007) [58] ont considéré que le taux de dissipation était soit celui de K41, soit celui de IK (voir l'annexe D). Dans ces deux phénoménologies le taux de dissipation dépend directement de la hauteur du spectre, ce qui crée un lien direct entre la température et l'amplitude des fluctuations. Par exemple dans la phénoménologie de Kolmogorov [18] :

$$\epsilon_E = \left[ \frac{5}{3} E(k) C_K^{-1} \right]^{3/2} k^{5/2}. \quad (\text{II.4.5})$$

En utilisant l'hypothèse de Taylor, on peut convertir les nombres d'onde  $k$  en fréquences. En se plaçant à une fréquence fixe  $f_f$  et en combinant les équations II.4.3 et II.4.5, on obtient bien une relation liant l'amplitude des fluctuations  $E(f_f)$  et la température  $T$  (un résultat similaire est obtenu avec IK). Cependant, Vasquez et al. (2007) [58] ont montré que ni le taux de dissipation de K41, ni celui de IK ne concorde avec les observations. Cela suggère qu'aucun de ces taux de dissipation ne représente le taux de dissipation réel.

Néanmoins, les phénoménologies K41 et IK ne sont que des cadres théoriques limités. Certes, ils permettent de prédire quelques-unes des propriétés observées dans les écoulements turbulents mais ne représentent pas pour autant la turbulence telle qu'elle est réellement. Par conséquent, il n'est pas exclu d'obtenir une relation similaire liant l'amplitude des fluctuations et la température avec un autre taux de chauffage turbulent. On pourrait par exemple imaginer un taux de dissipation/chauffage qui prendrait en compte la nature compressible des fluctuations et/ou leur caractère intermittent et expliquer ainsi toute ou partie de la corrélation observée.

## II.4.2 Corrélation fossile transportée par le vent solaire ?

Une autre piste pour expliquer cette corrélation est qu'à proximité du Soleil, un mécanisme répartisse l'énergie entre les fluctuations turbulentes et les protons. On observerait alors une corrélation fossile transportée à travers l'héliosphère.

Considérons par exemple un système thermodynamique  $S$  (voir le schéma de la figure II.11) composé de plusieurs sous-systèmes  $S_1$ ,  $S_2$  et  $S_3$  avec les degrés de liberté  $l_1$ ,  $l_2$  et  $l_3$  ainsi que les énergies internes  $\mathcal{U}_1$ ,  $\mathcal{U}_2$  et  $\mathcal{U}_3$  correspondantes. On peut considérer que le sous-système  $S_1$  est celui des protons, le  $S_2$  est celui de la turbulence magnétique et que le  $S_3$  englobe les autres sous système  $S_{3,1}$ ,  $S_{3,2}$ , etc. comme celui des électrons. Chacun de ces ensembles est connecté et peut échanger de la chaleur et/ou du travail.

Si maintenant on imagine que quelque part dans la basse couronne (à une distance héliocentrique  $R_0$ ), on atteint un certain équilibre thermodynamique local, alors d'après le principe d'équipartition de l'énergie, l'énergie  $\mathcal{U}$  se répartit entre les différents systèmes de façon équitable en fonction du nombre de degrés de liberté de chacun des sous-systèmes. L'énergie interne des protons s'écrit alors  $\mathcal{U}_1 = \frac{l_1 \mathcal{U}}{l_1 + l_2 + l_3}$  et il en est de même pour les autres. Par conséquent, en  $r = R_0$ , on peut écrire  $\mathcal{U}_1 = \frac{l_1}{l_2} \mathcal{U}_2$  ce qui lie directement l'énergie des fluctuations turbulentes à celle des protons en  $R_0$ .

Sous l'effet de l'expansion radiale du vent solaire, les protons et les fluctuations turbulentes sont convectés dans toute l'héliosphère. L'énergie thermique décroît en  $\sim R^{-2.9}$  tandis que l'énergie turbulente dans le domaine inertiel décroît en  $\sim R^{-4}$ . L'énergie thermique décroît donc moins vite que celle des fluctuations turbulentes et l'équilibre entre ces deux énergies s'en trouve rompu. Aucun processus n'est assez efficace pour contrebalancer l'expansion, ce qui génère le décalage d'ordonnée observé dans la figure II.7. Par ailleurs, ce mécanisme n'exclut pas l'existence d'un chauffage tout au long de l'expansion du plasma puisque le facteur de correction employé pour corriger l'ordonnée à l'origine prend en compte non pas une température en décroissance adiabatique ( $-4/3$ ) mais bien la décroissance empirique observée ( $\sim -0,9$ ).

Il est peu probable qu'un tel équilibre se produise mais on peut très bien imaginer

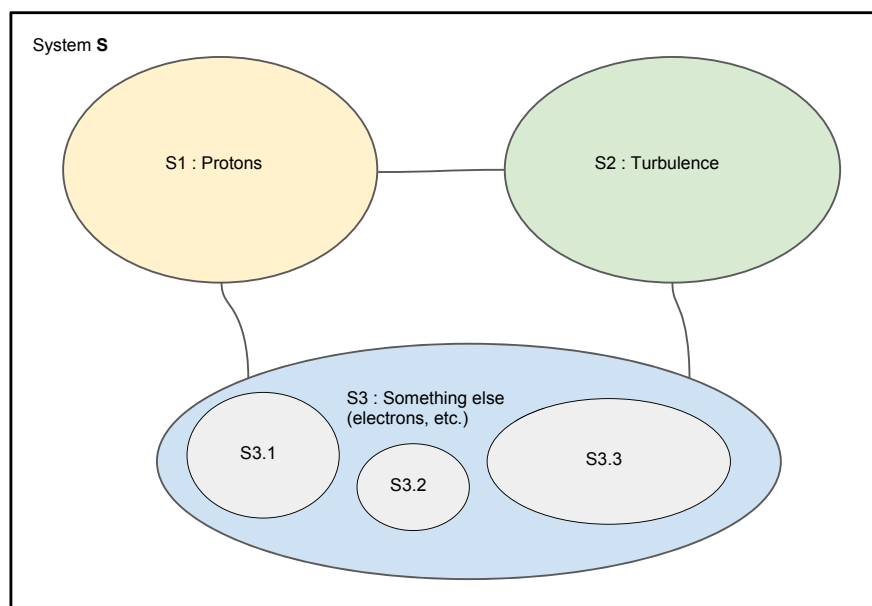


FIGURE II.11 – Système thermodynamique  $S$  composé de plusieurs sous-systèmes  $S_1$ ,  $S_2$  et  $S_3$ .  $S_1$  est le sous-système des protons,  $S_2$  est celui de la turbulence magnétique et le  $S_3$  englobe les autres sous-systèmes  $S_{3.1}$ ,  $S_{3.2}$ , etc. comme celui des électrons.

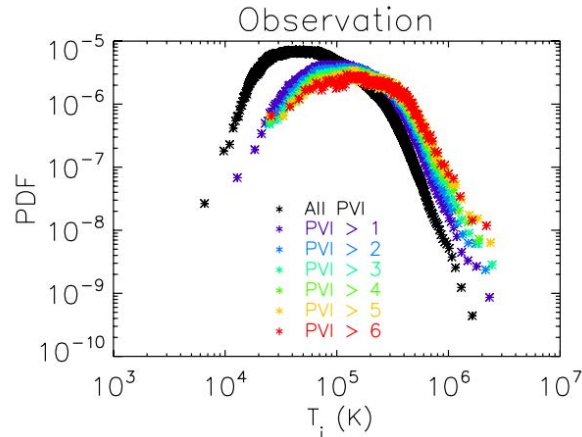


FIGURE II.12 – Distributions de la température conditionnées à l'aide d'un seuil sur l'amplitude des fluctuations magnétiques (PVI). Plus les fluctuations sont intenses et plus le centre de la distribution se décale vers les hautes températures. Source : Wu et al. (2013) [68].

un autre mécanisme qui répartirait l'énergie de manière similaire. Pour vérifier cette hypothèse, on pourrait utiliser des données prises à distance de la surface du Soleil pour obtenir l'évolution de l'énergie thermique depuis la photosphère jusque dans la couronne et comparer ces données aux mesures de fluctuation de vitesse (et/ou de champ magnétique) dans ces mêmes régions [70].

### II.4.3 Chauffage et biais de sélection ?

Les études récentes de Osman et al. (2011) [67] ou encore Wu et al. (2013) [68] ont montré que les distributions de température associées à des fluctuations magnétiques de plus grande amplitude étaient en moyenne plus chaudes. La figure II.12 extraite de Wu et al. (2013) [68] illustre ce phénomène : les distributions de température sont conditionnées à l'aide d'un seuil sur l'amplitude des fluctuations magnétiques (PVI) et on observe bien que plus les fluctuations sont intenses et plus le centre de la distribution se décale vers les hautes températures. Les auteurs en ont conclu qu'une augmentation locale de l'amplitude des fluctuations magnétiques était associée à une augmentation de température. Selon eux, la cascade turbulente aux échelles MHD combinée aux processus dissipatifs cinétiques pourrait chauffer de manière non uniforme les protons et avoir un effet significatif sur l'état macroscopique (et en particulier la température) du plasma du vent solaire.

Or, nous avons vu tout au long de ce chapitre qu'il existe une corrélation entre pression thermique (en particulier la température) et l'amplitude des fluctuations à grande échelle (et sur l'ensemble des échelles du domaine inertiel). Ce qui implique qu'en sélectionnant uniquement les événements de plus grande amplitude, on se retrouve vraisemblablement avec des événements de plus haute température. On ne peut donc pas exclure la possibilité d'un biais de sélection. Est-ce que le décalage des distributions

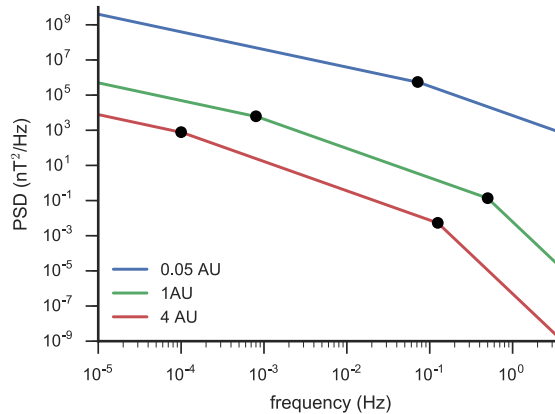


FIGURE II.13 – Forme du spectre magnétique pour 4 UA, 1 UA et 0,05 UA.

conditionnées est une conséquence de la relation entre l'amplitude des fluctuations à la pression thermique observée à grande échelle (provenant d'une corrélation fossile par exemple) ? Est-ce que le chauffage local a un effet significatif sur l'état macroscopique du vent solaire et génère cette corrélation ? Ou y a-t-il même un lien entre ces deux phénomènes ? La question reste ouverte et les informations données par les études de Osman et al. (2011) [67] et Wu et al. (2013) [68] sont insuffisantes pour conclure.

## II.5 Application aux futures missions spatiales : encore plus proche du Soleil

Les futures missions spatiales à destination de l'héliosphère interne pourront peut-être nous permettre de trouver des réponses aux questions encore ici en suspens. Parmi ces missions, la sonde Solar Probe Plus (SPP) développée par l'agence spatiale américaine (la NASA) a pour objectif d'étudier le vent solaire à proximité du Soleil (jusqu'à environ 0,05 UA). Son lancement est planifié pour 2018. Elle emporte plusieurs instruments scientifiques dont un appareil dédié à la mesure du champ magnétique dans le domaine inertiel et un autre dédié aux ions. Mais pour que ce type de mission soit un succès, il est important de prédire les gammes de fonctionnement des instruments et ainsi éviter de construire des instruments avec une trop faible sensibilité ou des risques de saturation. Pour pallier ce genre de problème, on peut extrapoler les observations obtenues entre 0,4 à 5,3 UA pour avoir une idée de la hauteur du spectre, de la température et de la densité plus proche du Soleil.

Pour ce faire, on commence par déterminer la forme que devrait avoir le spectre à 0,05 UA. Pour rappel, la hauteur du spectre varie en  $R^{-3}$  dans le domaine d'injection pour lequel la pente spectrale est en  $f^{-1}$  [31]. La fin du domaine d'injection a lieu à la fréquence de corrélation  $f_c$  qui varie en  $R^{-3/2}$ . Commence ensuite le domaine inertiel où le spectre suit une loi de puissance en  $-5/3$ . Ce domaine se termine autour d'une fréquence  $f_b$  qui varie en  $R^{-1}$  [71]. Grâce à ces informations et à partir de la dispersion



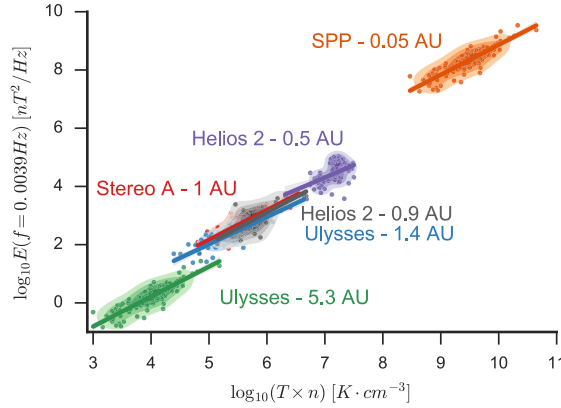


FIGURE II.14 – Propagation des données Ulysses (5,3 UA) de la figure II.7 à 0,05 UA pour simuler les mesures de Solar Probe Plus.

des données observée sur la figure II.6, j'ai extrapolé l'évolution du spectre autour de 0,05 UA et j'ai représenté ce spectre (en bleu) sur la figure II.13. Les spectres à 1 UA (vert) et 4 UA (rouge) sont aussi représentés pour comparaison. On voit sur cette figure que la fréquence de corrélation  $f_c$  devrait se situer autour de 0,1 Hz à 0,05 UA. La fréquence fixe utilisée dans les sections précédentes pour déterminer le niveau du spectre, à savoir 0,0039 Hz, devrait donc se situer dans le domaine d'injection à 0,05 UA. Pour propager les données des distributions de la figure II.7 il faut donc prendre en compte un facteur de correction. Les données extrapolées et corrigées pour Solar Probe Plus sont présentées sur la figure II.14. On constate que si le modèle est toujours valable autour de 0,05 UA, le produit  $Tn$  devrait être observé entre  $5 \times 10^8$  et  $10^{11} K \cdot cm^{-3}$ . La hauteur du spectre à 0,0039 Hz devrait quant à elle couvrir une gamme comprise entre  $10^7$  et  $10^{10} nT^2/Hz$ . Les mesures de SPP permettront, entre autre, de vérifier si la loi observée entre 0,3 et 5,4 UA est valable ou non à 0,05 UA.

# Chapitre III

## La turbulence aux échelles ioniques, un savant mélange d'ordre et de désordre

A 1 UA, les échelles MHD se terminent autour des échelles ioniques à des fréquences comprises entre 0,1 et 1 Hz. Dans cette gamme de fréquences, le spectre turbulent du champ magnétique change de forme pour devenir plus raide à haute fréquence (voir par exemple [73, 74, 75, 76, 77]). Plusieurs terminologies sont utilisées pour qualifier cette région du spectre turbulent : "domaine de dissipation", "domaine de dispersion" ou encore "domaine de diffusion". Cet éventail de noms reflète bien l'incompréhension des mécanismes à l'oeuvre à ces échelles. En effet, parmi les processus envisagés on retrouve la dissipation de l'énergie turbulente, par analogie avec le cas hydrodynamique<sup>1</sup> [73, 78, 79, 80, 24, 81], la mise en place d'une nouvelle cascade turbulente [82, 83, 84, 85, 86, 75, 87, 24, 81, 88, 89] ou encore la combinaison des deux.

Dès les sondes Helios (1 et 2), nous avons eu accès à des mesures sur une gamme de fréquences allant des échelles MHD aux échelles sub-ioniques, montrant que le spectre turbulent magnétique s'étendait bien au-delà des échelles ioniques [90]. Mais il a fallu attendre les données Cluster pour établir clairement que ce spectre comprend en réalité deux domaines dans lesquels une loi générale est observée, d'un côté le domaine inertiel en  $f^{-5/3}$  et de l'autre, les échelles sub-ioniques en  $f^{-2.8}$  comme le montre la figure III.1 tirée de Alexandrova et al. (2013) [39]. Les fréquences comprises autour des échelles ioniques font en fait le lien entre ces deux domaines et c'est pourquoi j'ai choisi les termes domaine/zone de transition pour qualifier cette gamme de fréquences.

Cette zone de transition entre le domaine MHD et les échelles sub-ioniques est souvent qualifiée de cassure spectrale, à cause de la forme du spectre du champ magnétique autour de ces échelles (voir par exemple la figure III.2 extraite de Leamon et al. (1998) [73]) et est souvent modélisée comme la succession de deux droites, l'une dans le domaine inertiel, dont la pente est proche de  $-5/3$  et l'autre dans la zone de transition, dont la pente est très variable et est en général comprise entre  $-2$  et  $-4$  [80]. L'origine de cette variabilité a été attribuée à différents phénomènes comme l'amortissement des fluctuations du champ magnétique sur les ions (voir par exemple [90, 91]), à des phénomènes d'instabilité liés à l'anisotropie de la fonction de distribution des

---

1. Le plasma du vent solaire étant faiblement collisionnel, il faut cependant trouver d'autres mécanismes que les collisions pour dissiper l'énergie.

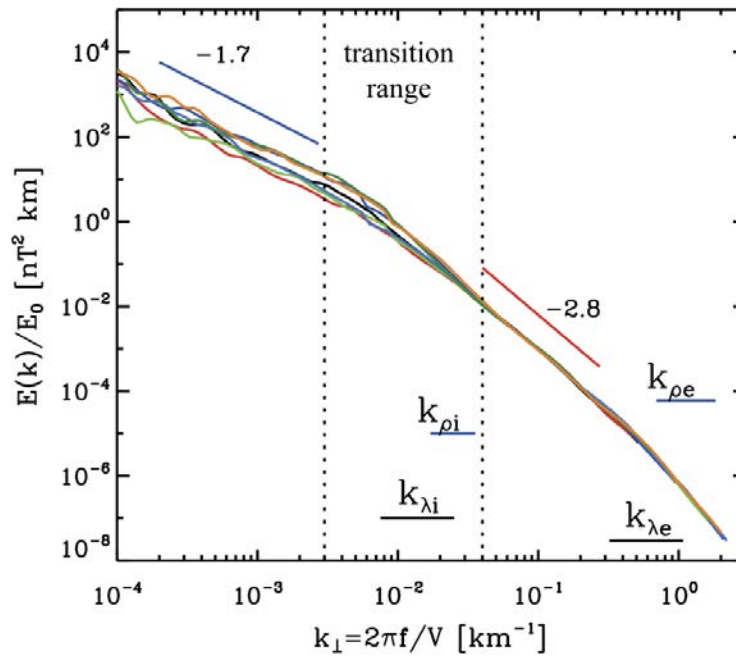


FIGURE III.1 – Sept spectres magnétiques du vent solaire pour différentes conditions du plasma en fonction du vecteur d’onde  $k_{\perp}$  perpendiculaire au champ magnétique, analysés dans Alexandrova et al. (2009, 2010) [36, 72]. Les spectres sont superposés aux échelles sub-ioniques à l’aide d’un facteur de normalisation  $E_0$ . Les spectres commencent à se séparer à partir du domaine de transition, autour des nombres d’onde  $k_{\rho i}$  et  $k_{\lambda i}$  correspondant respectivement au rayon de Larmor et à la longueur inertielle des ions.

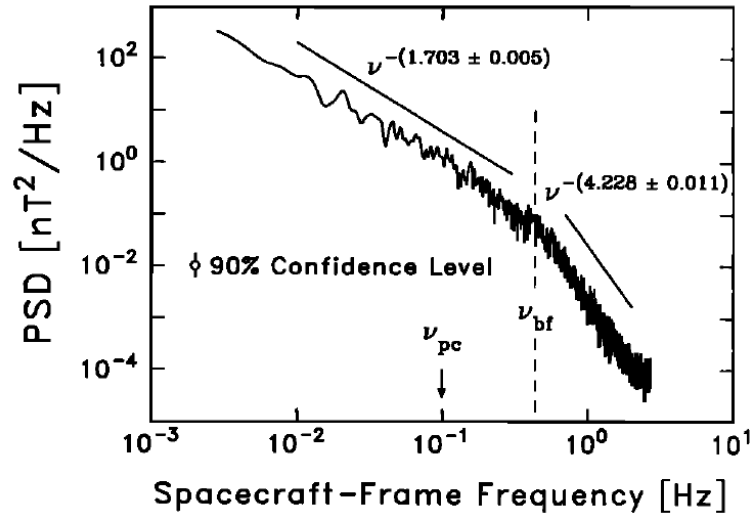


FIGURE III.2 – Spectre du champ magnétique couvrant le domaine inertiel et les échelles ioniques. Image adaptée de la figure 1 de Leamon et al. (1998) [73].

vitesse des ions [92, 93, 94, 95], ou encore à la compétition entre les termes convectif et Hall dans les équations Hall-MHD [96] mais là encore aucun consensus n'existe.

La fréquence à laquelle s'effectue la rupture de pente, nommée fréquence de cassure  $f_b$ , est en général déterminée comme l'intersection des droites ajustées dans le domaine inertiel et la zone de transition.

Différentes études ont tenté d'associer la fréquence de rupture aux échelles caractéristiques du plasma dans le but d'isoler un ou plusieurs processus responsables de la transition [79, 97, 98, 99]. L'idée étant que chaque échelle caractéristique est associée à un processus physique différent. Par exemple, si la cascade aux échelles MHD était portée uniquement par des ondes d'Alfvén parallèle (dont le vecteur d'onde est parallèle à la direction du champ magnétique), alors la rupture de pente aurait un lien avec la fréquence cyclotronique ionique  $f_{ci} = q_i B_0 / 2\pi m_i$ , à laquelle ces ondes d'Alfvén parallèle subissent l'amortissement cyclotron. Le nombre d'onde minimum auquel la résonance cyclotron des ondes d'Alfvén parallèle a lieu est  $k_r = f_{ci} / (V_a + V_{th})$  ([73], [71]). La turbulence basée sur les ondes d'Alfvén cinétique (KAW) est, quant à elle, sensible au rayon de Larmor des ions  $\rho_i = v_{th\perp i} / 2\pi f_{ci}$  (Schekochihin et al. 2009; Boldyrev et Perez 2012) avec  $v_{th\perp i} = \sqrt{2k_B T_{\perp i} / m_i}$ . Enfin la transition entre MHD et MHD Hall s'effectue autour de la longueur inertielle  $\lambda_i = c / \omega_{pi}$  (Galtier 2006; Servidio et al. 2007; Matthaeus et al. 2008, 2010). Pour chacune des échelles spatiales on peut obtenir un équivalent dans l'espace des fréquences grâce à l'hypothèse de Taylor ( $f = \frac{k V_{sw}}{2\pi}$ ) et inversement. On obtient alors les fréquences caractéristiques  $f_{\lambda_i} = \frac{V_{sw}}{\lambda_i 2\pi}$ ,  $f_{\rho_i} = \frac{V_{sw}}{\rho_i 2\pi}$ ,  $f_r = \frac{k_r V_{sw}}{2\pi}$  à comparer avec la fréquence de cassure  $f_b = \frac{k_b V_{sw}}{2\pi}$ .

Leamon et al. (2000) [79] ont utilisé 33 spectres mesurés par la sonde Wind pour essayer de corrélérer la fréquence de cassure  $f_b$  avec différentes échelles caractéristiques. Les ajustements ont donné de bonnes corrélations à la fois pour  $k_r$ ,  $\rho_i$  et  $\lambda_i$ ; ne permettant

donc pas de conclure sur un processus à privilégier.

Markovskii et al. (2008) [97] ont réalisé une étude similaire avec 400 spectres. Cependant, là encore, les coefficients de corrélation  $c$  ne permettaient pas de vraiment conclure ( $c = 0,37$  pour  $\rho_i$  et  $c = 0,53$  pour  $\lambda_i$ ; le meilleur coefficient étant  $c = 0,61$  obtenu pour  $f_{\lambda_i} \frac{B}{\delta B_b}$  où  $\delta B_b$  est l'amplitude des fluctuations à la fréquence de cassure  $f_b$ ).

Perri et al. (2010) [98] ont tenté une autre approche en examinant la dépendance radiale de  $f_b$  pour des distances héliocentriques comprises entre 0,3 et 5 UA. Ils ont montré que  $f_b$  ne dépendait pas de la distance héliocentrique. Bourouaine et al. (2012) [99] ont continué sur la même voie et ont observé un coefficient de corrélation de 0,7 entre  $f_b$  et  $f_{\lambda_i} \sin \theta_{BV}$  entre 0,3 et 1 UA dans des intervalles de vent rapide. Ils ont expliqué ces observations par la nature quasi bidimensionnelle des fluctuations turbulentes, c'est-à-dire  $k_{\perp} \gg k_{\parallel}$ .

En 2014, Bruno & Trenchi ont utilisé une analyse multi-satellite et une plus grande gamme de fréquences que Perri et al. (2010) [98] et Bourouaine et al. (2012) [99] (toujours dans le vent rapide) pour montrer que la fréquence de cassure  $f_b$  varie en fait en  $R^{-1.09}$ . Le nombre d'onde associé  $k_b$  varie lui en  $R^{-1.08}$ . Des dépendances similaires ont été observées pour  $f_{\rho_i}$  et  $f_{\lambda_i}$  mais le meilleur accord est trouvé avec  $k_r$ . Bruno & Trenchi (2014) [71] en concluent que la résonance cyclotron joue un rôle important dans le changement de la nature de la cascade aux échelles ioniques.

De mon côté, j'ai aussi essayé de corrélérer les échelles caractéristiques avec la fréquence de cassure, en utilisant à nouveau les observations sur six ans des sondes STEREO. Je me suis concentré sur les données de STEREO A, car les données particules sont de meilleure qualité, mais les résultats sont similaires pour STEREO B. La figure III.3 montre les corrélations entre la fréquence de cassure  $f_b$  avec les fréquences associées aux échelles ioniques : (a)  $f_{\lambda_i}$ , (b) la fréquence ion cyclotron dans le repère de la sonde  $f_{ci}^{sc}$ , (c)  $f_{\rho_i}$  et (d) la fréquence de résonance  $f_r$  pour différentes valeurs du beta des protons<sup>2</sup>  $\beta_p = \frac{n_p k_B T_p}{B^2 / (2\mu_0)}$ . Les mesures telles que  $\beta_p < 0,2$  sont en bleu et celles telles que  $\beta_p > 1$  sont en rouge. Les points noirs représentent l'ensemble des mesures sans distinction. Pour l'ensemble des données (points noirs), le maximum de corrélation est obtenu pour la fréquence de résonance  $f_r$  avec  $\Omega = 0,62$  mais les coefficients pour la longueur inertielle, la fréquence ion cyclotron et le rayon de Larmor sont très proches avec respectivement  $\Omega = 0,58$ ,  $\Omega = 0,55$  et  $\Omega = 0,53$ . Ces résultats sont en accord avec l'étude de Bruno & Trenchi (2014) [71].

Les différentes valeurs de  $\beta_p$  correspondent à des plasmas au comportement spécifique. Lorsque la pression thermique est plus importante ( $\beta_p > 1$ ), ce sont les particules qui gouvernent la dynamique du système. Au contraire, lorsque la pression magnétique domine ( $\beta < 1$ ), c'est le champ magnétique qui gouverne la dynamique du plasma. Pour (a), (b) et (c) la distinction entre les différents  $\beta_p$  ne fait que séparer les données en deux paquets relativement distincts. Dans le cas de la fréquence de résonance, les données restent réparties de façon homogène. Même après cette séparation, les coefficients de corrélation sont très proches et il n'est pas possible de faire la distinction entre l'une ou l'autre des échelles considérées : par exemple pour  $\beta_p > 1$  (points rouges),  $\Omega = 0,7$

2.  $\beta_p$  représente le ratio entre la pression thermique des protons et la pression magnétique dans le plasma.

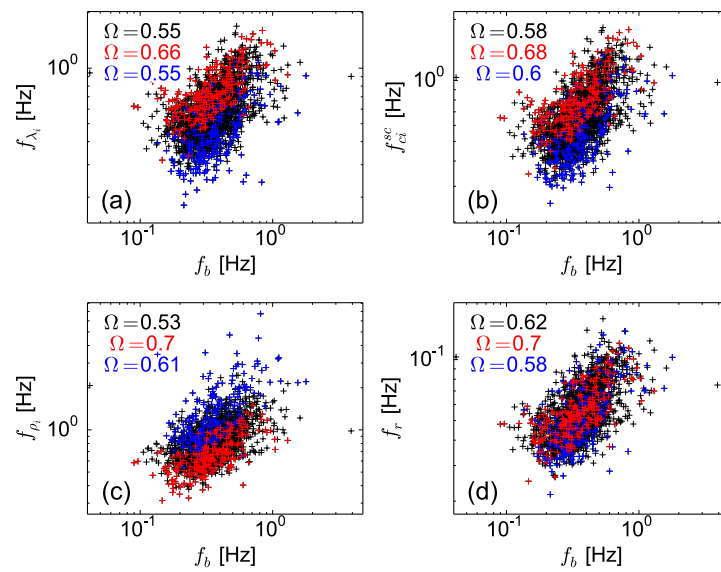


FIGURE III.3 – Fréquences associées aux échelles ioniques en fonction de la fréquence de cassure  $f_b$  pour différents beta du plasma  $\beta_p$  : (a)  $f_{\lambda_i}$ , (b) la fréquence ion cyclotron dans le repère de la sonde  $f_{ci}^{sc}$ , (c)  $f_{\rho_i}$  et (d) la fréquence de résonance  $f_r$ . Les mesures tel que  $\beta_p < 0,2$  sont en bleu et celles tel que  $\beta_p > 1$  sont en rouge. Les points noirs représentent l'ensemble des mesures sans distinction. Le coefficient de corrélation de Spearman  $\Omega$  est donné en haut à gauche de chaque panneau.

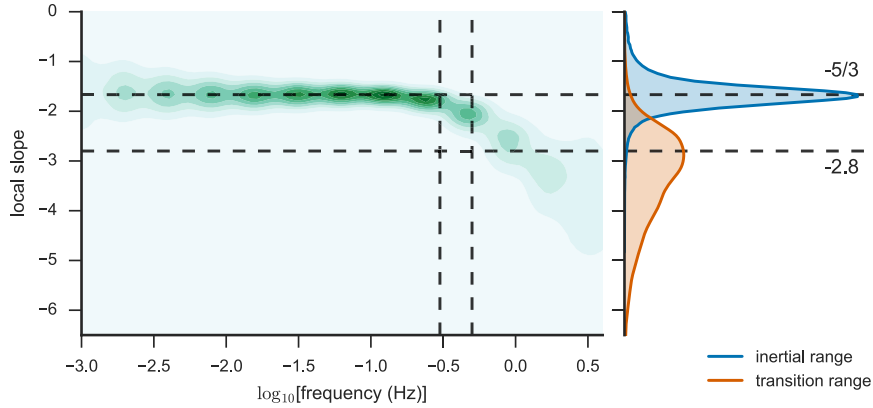


FIGURE III.4 – Panneau de gauche : distribution de la pente locale en fonction du logarithme en base dix de la fréquence (exprimée en Hertz) obtenue à partir d’une estimation par noyau (noyau gaussien). Panneau de droite : densités de probabilité des pentes dans le domaine inertiel ( $f < 0,3$  Hz - en bleu) et dans la zone de transition ( $f > 0,5$  Hz - en orange).

pour  $f_{\rho_i}$  et  $f_r$  ; les deux autres échelles ont des coefficients de corrélation très proches aussi.

Pourquoi n’arrive-t-on pas à faire ressortir une unique échelle caractéristique, un unique phénomène ? Est-ce lié au caractère changeant du vent solaire ? Y a-t-il un lien avec la variabilité de la pente dans la zone de transition ? La cassure spectrale est-elle toujours bien définie ?

Pour tenter de répondre à toutes ces questions, j’ai regardé plus en détail la forme des spectres des données STEREO. Pour caractériser la forme spectrale, j’ai utilisé la pente locale du spectre  $\alpha_s$ . En considérant que le spectre s’écrit comme  $E(f) \propto f^{\alpha_s}$  alors on peut définir  $\alpha_s$  comme la dérivée logarithmique du spectre :

$$\alpha_s = \frac{d(\log_{10}[E(f)])}{d(\log_{10}[f])}. \quad (\text{III.0.1})$$

Les spectres utilisés sont les mêmes que ceux du chapitre précédent. Pour chacun d’eux, j’ai calculé la pente locale et j’ai regroupé ces informations sur la figure III.4. Le panneau de gauche montre la distribution (estimation par noyau - voir annexe C) des pentes spectrales en fonction de la fréquence pour les six ans de données STEREO A tandis que le panneau de droite montre les densités de probabilité des pentes dans le domaine inertiel (en bleu) et dans la zone de transition (en orange).

En complément, la figure III.5 reprend les distributions de la densité, de la température et de la vitesse du vent solaire déjà présentées dans le chapitre précédent. Pour chaque distribution, les points de mesures correspondent aux valeurs moyennées sur les intervalles de 9h utilisés pour construire les spectres. La figure III.5 montre que nos observations couvrent une très large gamme de paramètres du plasma. On y retrouve aussi bien du vent rapide que du vent lent, des températures allant de  $10^4$  à quasiment

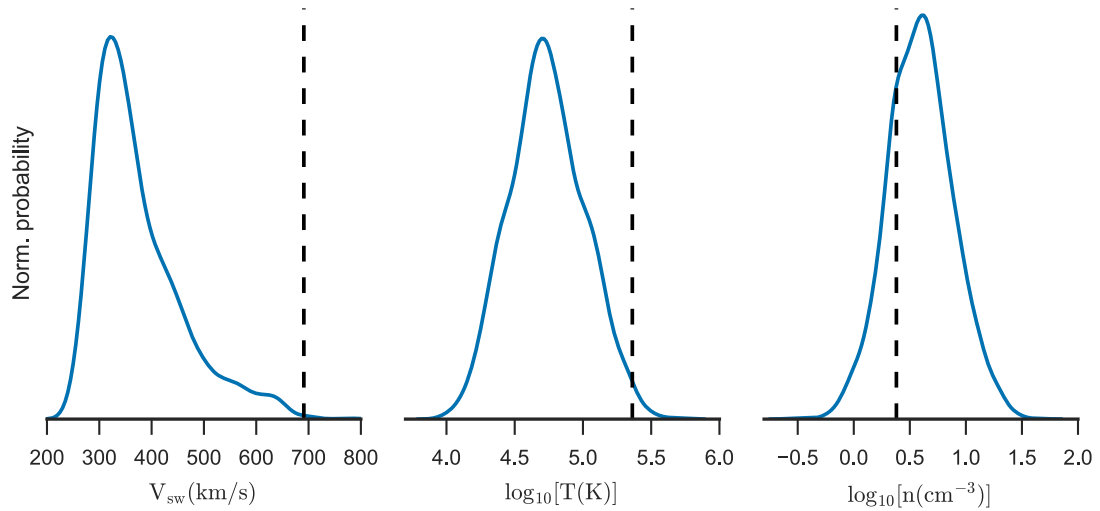


FIGURE III.5 – De gauche à droite : densités de probabilité de la vitesse du vent solaire, de la température des protons et de la densité des protons obtenues à partir d’une estimation par noyau (noyau gaussien) en considérant les données de STEREO A de 2008 à 2014. Les traits pointillés indiquent les valeurs moyennes obtenues pour l’intervalle de Leamon et al. (1998) [73].

$10^6$  K et une densité comprise entre  $5 \times 10^{-1}$  et  $10^2$   $\text{cm}^{-3}$ . Cet échantillon est donc bien représentatif de la grande diversité que l’on peut rencontrer dans le vent solaire.

Grâce aux distributions de la figure III.4, on peut voir que le spectre à basse fréquence, dans le domaine inertiel, est quasiment toujours le même : la pente du spectre évolue dans une gamme de valeurs restreinte autour de 1,68 pour les fréquences comprises entre  $10^{-3}$  et 0,5 Hz (panneau de droite, densité de probabilité bleue). Cela montre que cette loi de puissance est bien générale et que la cascade turbulente est bien établie sur ce domaine de fréquences. Pour des fréquences supérieures à environ 0,5 Hz, on arrive dans la zone de transition où la distribution change radicalement. On n’observe plus une seule loi de puissance bien définie mais toute une gamme de valeurs de pente généralement comprises entre  $-2$  et  $-4$ , il arrive même que la pente observée dans ce domaine varie continuellement sur presque une décade. En moyennant les valeurs obtenues uniquement pour la zone de transition (panneau de droite, densité de probabilité orange), on retrouve des résultats similaires à ceux obtenus par Smith et al. (2006) [80]. Ces observations témoignent de la grande variabilité de la zone de transition et surtout de l’absence de loi de puissance bien définie.

Pourtant, ce sont les intervalles comme celui de Leamon et al. (1998) [73] présentant une cassure spectrale nette (voir la figure III.2) qui sont généralement considérés comme représentatifs de la zone de transition. Or, l’intervalle de Leamon et al. 1998 est un intervalle de vent rapide ( $V_{sw}$  de l’ordre de 700 km/s). De plus, les pentes spectrales valent environ  $-1,7$  dans le domaine inertiel et  $-4,2$  dans la zone de transition. Au vu de la répartition des pentes spectrales et des paramètres du plasma des distributions



$B(nT)$	$6.3 \pm 0.2$ (0.8, -0.2, 0.3)
$V(km/s)$	$691 \pm 12$ (-0.998, 0.045, 0.032)
$\theta_{BV}(^\circ)$	$143 \pm 17$
$n(cm^{-3})$	$3.4 \pm 0.4$
$T(K)$	$(22.8 \pm 3.9) \times 10^4$
$T_{\perp}/T_{\parallel}$	$1.8 \pm 0.6$
$\beta; \beta_{\parallel}$	$0.7 \pm 0.2; 0.5 \pm 0.2$

Table III.1 – Paramètres de plasma moyen entre 13 :00 :00 et 14 :00 :00 UTC.

des figures III.4 et III.5, on voit bien que l'exemple de Leamon et al. 1998 [73] est loin d'être un spectre typique de la transition aux échelles ioniques. La vitesse du vent ainsi que les pentes dans les domaines inertiel et de transition y sont bien plus élevées que la moyenne des observations obtenues avec STEREO. Est-ce que ces conditions particulières du plasma ont quelque chose à voir avec le fait que le spectre présente une cassure nette? Quels sont les phénomènes qui génèrent ce type de spectre? Et plus généralement, comment expliquer une telle variabilité de la forme spectrale dans la zone de transition?

Pour répondre à ces questions, j'ai entrepris d'étudier en détail les propriétés de l'intervalle de Leamon et al. (1998) [73] correspondant à la figure III.2. Les données correspondent aux mesures de la sonde Wind du 30 Janvier 1995 entre 13 h et 14 h UTC. Comme pour les données STEREO, les mesures ne sont pas uniformément espacées dans le temps. Pour des raisons de simplicité, j'ai de nouveau interpolé toutes les données à la résolution de 184 ms pour l'instrument MFI (données magnétiques) et 92 s pour l'instrument SWE (données protons). La figure III.6 montre l'évolution du champ magnétique ainsi que des paramètres du plasma (interpolés) entre 12 h 30 et 14 h 30. Les panneaux représentent dans l'ordre : les trois composantes du champ magnétique  $\vec{B}$ , les trois composantes du vecteur vitesse  $\vec{V}$ , l'angle  $\theta_{BV}$  entre  $\vec{B}$  et  $\vec{V}$ , la densité des protons  $n$ , les températures totale, parallèle et perpendiculaire  $T$ ,  $T_{\perp}$ ,  $T_{\parallel}$  par rapport au champ magnétique moyen sur l'intervalle  $\vec{B}_0$ , les  $\beta$  et  $\beta_{\parallel}$  du plasma ainsi que l'anisotropie de température ( $T_{\perp}/T_{\parallel}$ ). L'intervalle central entre 13 h et 14 h délimité par des pointillés correspond au domaine étudié par Leamon et al. (1998). Deux zones d'intérêt pour la suite de l'étude sont quant à elles marquées par des bandes grises.

Le tableau III.1 résume les paramètres du plasma dans l'intervalle central (entre 13h et 14h). En particulier on peut noter qu'il s'agit d'un vent rapide ( $V = 690 \pm 12 km/s$ ) et qui s'écoule principalement dans la direction radiale. De plus  $\theta_{BV} = 143 \pm 17^\circ$ , ce qui implique que le champ magnétique moyen  $\vec{B}_0$  suit la spirale de Parker [2] et que  $\vec{B}_0$  et le vecteur vitesse moyen sur l'intervalle  $\vec{V}_0$  sont dans des sens opposés.

Le spectre calculé sur l'intervalle central de la figure III.6 (entre les traits pointillés verticaux) est présenté dans le panneau supérieur de la figure III.7 en fonction de la fréquence dans le repère de la sonde. La courbe noire et la zone grise foncée montrent la densité spectrale de puissance (*power spectral density* ou PSD en anglais) totale ainsi que l'intervalle de confiance de 95 % estimé avec la transformée en ondelette continue tandis que la courbe en trait plein grise montre le spectre total obtenu par transformée de Fourier fenêtrée en appliquant un pre-whitening et post-darkening (voir Leamon

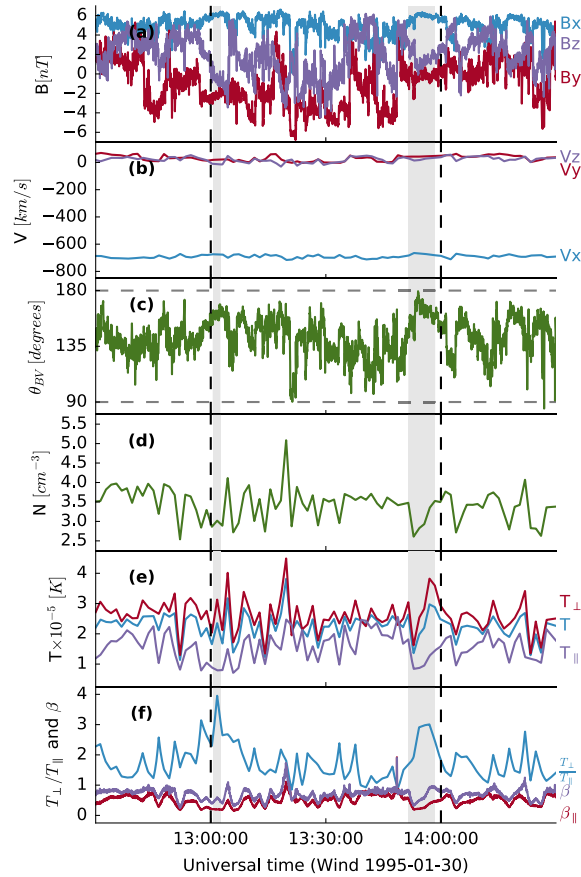


FIGURE III.6 – Séries temporelles des données du vent solaire mesurées par la sonde Wind le 30 Janvier 1995. De haut en bas les panneaux montrent : (a) le vecteur du champ magnétique  $\vec{B}$ , (b) le vecteur de la vitesse des protons  $\vec{V}$ , (c) l'angle entre  $\vec{B}$  et  $\vec{V}$ , (d) la densité des protons, (e) la température totale  $T$ , parallèle  $T_{\parallel}$  et perpendiculaire  $T_{\perp}$  (par rapport au champ magnétique moyen) des protons, (f) les beta et beta parallèle des protons (notés  $\beta$  et  $\beta_{\parallel}$  sur la figure) ainsi que la mesure de l'anisotropie de température  $T_{\perp}/T_{\parallel}$ . Les bandes grises indiquent deux zones où des ondes AIC sont visibles (comme détaillé dans la section III.2). L'intervalle central, entre les traits pointillés, correspond à l'intervalle de la figure 1 de Leamon et al. (1998) [73].

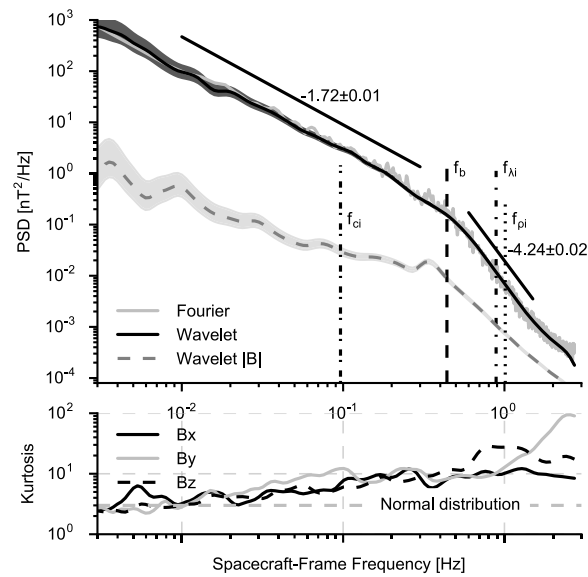


FIGURE III.7 – Panneau supérieur : densité spectrale de puissance totale du champ magnétique (traits pleins) en fonction de la fréquence dans le repère de la sonde, mesurée par la sonde Wind le 30 Janvier 1995 entre 13 h et 14 h UTC, calculée par FFT (ligne grise) et à l'aide de l'ondelette de Morlet (ligne noire). Le spectre des fluctuations magnétiques compressibles (ligne grise pointillée) est calculé à partir de la transformée en ondelettes du module du champ magnétique. Les deux droites noires montrent les ajustements en loi de puissance. Les lignes verticales pointillées indiquent les différentes fréquences caractéristiques ioniques ainsi que la fréquence de cassure  $f_b$ . Panneau inférieur : kurtosis de chaque composante du champ magnétique. Une ligne pointillée horizontale indique la valeur attendue pour une distribution normale (3).

98 et Bieber 93). La courbe en trait pointillé indique le spectre du module du champ magnétique  $B = |\vec{B}|$ , qui est utilisé comme un proxy des fluctuations compressibles (là aussi l'intervalle de confiance est indiqué par la zone grisée). Les deux droites noires indiquent les ajustements en lois de puissance dans les intervalles  $[10^{-2}, 0.3]$  Hz (domaine inertiel) et  $[0.6, 1.6]$  Hz (début du domaine cinétique). Les spectres se terminent à  $\sim 2,7$  Hz, la fréquence de Nyquist pour les données MFI de cet intervalle. Après 1,6 Hz, nous observons un aplatissement du spectre causé par la contribution du bruit instrumental. Le spin de la sonde à 0,33 Hz n'est pas visible sur le spectre total mais se manifeste sur le spectre du module comme un excès d'énergie formant une bosse autour de 0,33 Hz. La fréquence de cassure de la zone de transition ionique  $f_b \simeq 0,44$  Hz, ainsi que les fréquences caractéristiques du plasma  $f_{ci} \simeq 0,096$  Hz,  $f_{\lambda i} \simeq 0,89$  Hz et  $f_{\rho i} \simeq 1,0$  Hz sont indiquées par des lignes pointillées verticales noires.

Les ajustements des pentes dans les domaines inertiel et cinétique donnent respectivement les indices  $-1,72$  et  $-4,25$ . Ces résultats sont similaires à ceux obtenus par Leamon et al. 1998 et correspondent à des valeurs supérieures à celles observées habituellement dans le vent solaire ( $-1,67$  et  $-2,80$ ), comme nous l'avons vu dans la section précédente. La fréquence de cassure  $f_b$ , estimée comme l'intersection des deux ajustements linéaires, est proche des fréquences caractéristiques du plasma sans pour autant correspondre à aucune d'entre elles.

Le panneau inférieur de la figure indique le kurtosis en fonction de la fréquence pour les trois composantes du champ magnétique. Le kurtosis correspond à une mesure de l'aplatissement et sert d'indicateur pour mesurer l'intermittence (voir l'annexe C pour plus de détails). Pour les composantes  $x$  et  $y$ , le kurtosis augmente avec la fréquence à mesure qu'on se rapproche de la zone de transition ionique et semble former un plateau à partir d'environ 0,1 Hz, autour de  $f_{ci}$ . Cela laisse supposer une saturation de l'intermittence pour ces composantes. À contrario, le kurtosis de la composante  $z$  semble augmenter jusqu'à 1 Hz. Aux alentours de 1 Hz, le kurtosis semble affecté par le bruit instrumental (légèrement plus tôt que le spectre).

### III.1 Une répartition non homogène de l'énergie

Pour comprendre ce qui donne une forme si particulière à la transition ionique dans certains cas, j'ai eu l'idée de regarder comment est distribuée l'énergie des fluctuations non pas de façon moyenne comme avec les spectres, mais plutôt de manière locale. La transformée en ondelette nous permet, entre autre chose, d'analyser un signal à la fois en temps et en fréquence. Grâce aux coefficients d'ondelette on peut construire un spectrogramme qui nous renseigne sur la répartition temporelle et fréquentielle de l'énergie.

Pour la suite de ce chapitre, on se place dans le référentiel du champ magnétique dont les axes sont définis par :  $\vec{e}_z = \vec{B}_0/|\vec{B}_0|$ ,  $\vec{e}_x = \vec{e}_z \times \vec{V}_0/|\vec{V}_0|$  et  $\vec{e}_y = \vec{e}_z \times \vec{e}_x$ . La figure III.8 montre les spectrogrammes des composantes perpendiculaires  $|W_x|^2 + |W_y|^2$  et parallèle  $|W_z|^2$  normalisés par la pente dans le domaine inertiel. Cette figure met en évidence une propriété fondamentale de la turbulence dans le vent solaire : l'énergie n'est pas uniformément distribuée dans le temps (et/ou l'espace via l'hypothèse de Taylor). Dans cette représentation, on se rend compte que le spectre est composé

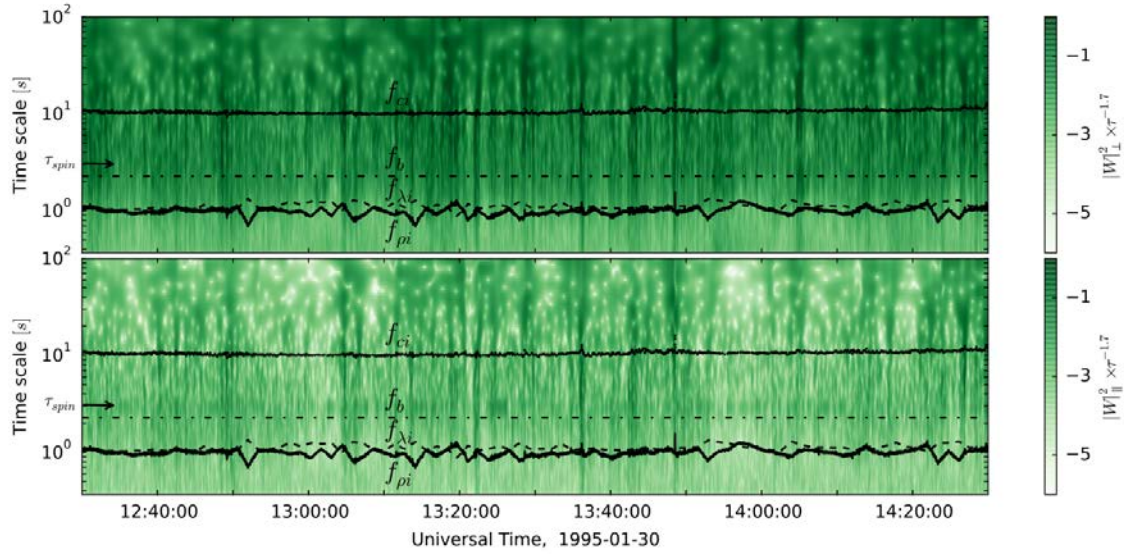


FIGURE III.8 – Evolution temporelle et fréquentielle de l'énergie des fluctuations du champ magnétique : (a) spectrogramme compensé de l'énergie des fluctuations perpendiculaires  $(|W_x|^2 + |W_y|^2) \times f^{1,7}$  en fonction de l'échelle  $\tau = 1/f$ , les lignes en trait plein et pointillé indiquent les différentes fréquences caractéristiques ioniques, (b) même chose mais pour les fluctuations parallèles  $(|W_z|^2) \times f^{1,7}$ .

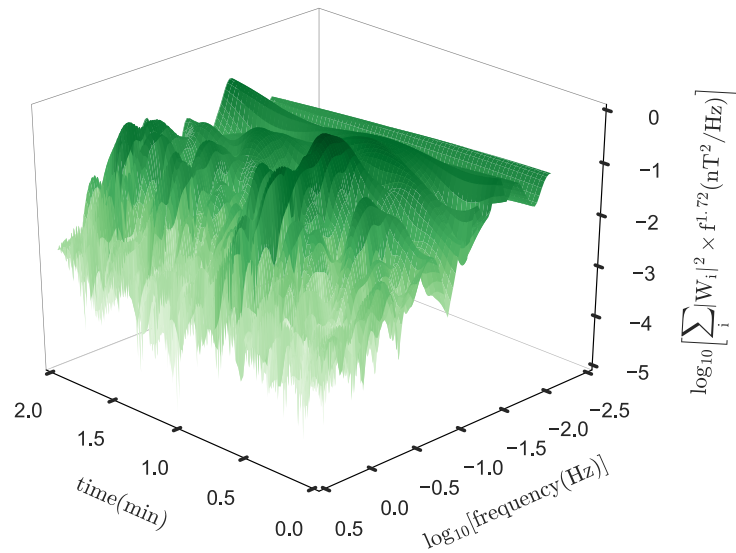


FIGURE III.9 – Vue tridimensionnelle de l'énergie totale des fluctuations  $(|W_x|^2 + |W_y|^2 + |W_z|^2) \times f^{1,7}$  compensée par la pente dans le domaine inertiel.

d'une succession d'événements très énergétiques qui semblent s'étendre sur presque toutes les fréquences, entrecoupés de zones où l'énergie est bien plus faible.

La figure III.9 montre une représentation tridimensionnelle de l'énergie totale  $\sum_{i \in [x,y,z]} |W_i|^2$  estimée grâce aux coefficients d'ondelette  $W_i$  en fonction de la fréquence et du temps. J'ai choisi un intervalle de seulement deux minutes entre 13 h 29 et 13 h 31 autour d'une zone où l'énergie est concentrée pour montrer comment elle s'organise localement. On voit que l'énergie n'est pas simplement concentrée dans une bande comme le suggère la figure III.8 mais forme plutôt des sortes de grappes qui s'étendent sur plusieurs fréquences. Dans cette représentation, ces grappes ressemblent à des chaînes de montagnes composées de multiples sommets. Si on s'attarde sur la structure la plus énergétique de l'intervalle, autour d'une minute, on constate une certaine similitude entre son évolution en fonction de la fréquence et celle du spectre total de l'intervalle. En effet, la partie à basse fréquence est relativement plate. Puisque le spectrogramme est compensé par la pente du domaine inertiel cela signifie que l'énergie de la structure suit une loi de puissance proche dans cette gamme de fréquences. À haute fréquence l'énergie chute brusquement comme le fait le spectre autour de l'échelle de cassure. Cette observation suggère un lien entre les structures à fort contenu énergétiques et la forme du spectre global autour des échelles ioniques. On peut supposer que puisque ces structures concentrent la majorité de l'énergie, elles représentent la principale contribution au spectre global observé et lui impose sa forme.

Le couplage sur de nombreuses échelles est reporté dans la littérature comme une propriété intrinsèque des structures cohérentes [20, 39]. Le fait que nous observions des grappes d'énergie qui s'étendent sur de nombreuses échelles peut donc impliquer la présence de telles structures. Par la suite, nous allons analyser la topologie du champ magnétique local associée à quelques-uns de ces événements énergétiques qui semblent influencer la forme spectrale et vérifier s'il s'agit ou non de structures cohérentes.

### III.1.1 Les couches de courant

Le panneau de gauche de la figure III.10 représente le champ magnétique autour de 13 :29 :45, ce qui correspond à l'un des événements énergétiques du spectrogramme de la figure III.8 et plus précisément à l'évènement le plus énergétique de la figure III.9. Cette structure est composée d'un fort gradient observable sur les trois composantes. L'hypothèse la plus probable est que cette structure est une couche de courant, une zone où le courant électrique est confiné en une mince couche par les forces magnétiques [100]. Dans le référentiel de variance minimum (figure 5 de l'annexe F, panneau de gauche), le gradient du champ magnétique est quasiment unidimensionnel et son amplitude est de l'ordre de  $\delta B/B_0 \simeq 0,75$  (les deux composantes  $B_{min}$  et  $B_{med}$  sont quasiment constantes comparées à  $B_{max}$ ). L'angle  $\theta_{BV} = 140^\circ$  entre la vitesse et le champ magnétique est oblique,  $\vec{B}_0$  et la direction de variance minimum  $\vec{e}_{min}$  sont quasiment parallèles ( $\theta_{emin,B} = 4^\circ$ ) alors que  $\vec{B}_0$  et la direction de variance maximum  $\vec{e}_{max}$  sont perpendiculaires ( $\theta_{emax,B} = 90^\circ$ ). Il semble que cette couche de courant soit alignée avec le champ magnétique local et que le plus fort gradient soit dans la direction perpendiculaire.

Le panneau de droite de la figure III.10 montre le spectre local de la structure, c'est-à-dire le spectrogramme intégré sur 30 secondes autour de la discontinuité. On y

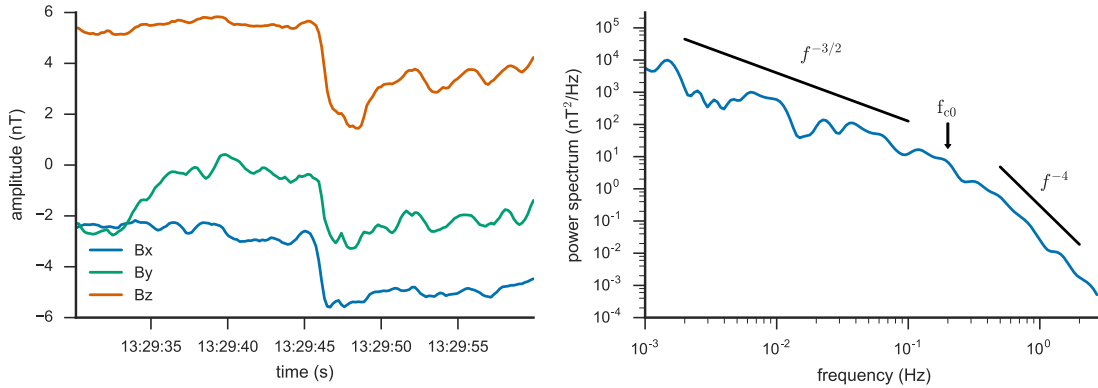


FIGURE III.10 – Panneau de gauche : exemple d'événement énergétique (couche de courant) présenté dans le repère du champ magnétique global. Panneau de droite : spectre estimé à partir de la transformée en ondelettes du signal du panneau de gauche. Les deux droites noires sont données pour comparaison et indiquent respectivement une pente en  $f^{-3/2}$  et une pente en  $f^{-4}$ . La fréquence  $f_{c0} \simeq 0,2$  Hz est indiquée par une flèche.

retrouve une zone où la pente du spectre est plutôt douce de l'ordre de  $f^{-3/2}$  (à basse fréquence) et une transition vers une pente plus raide ( $f^{-4}$ ) autour de  $f_{c0} \simeq 0,2$  Hz. Peut-on relier cette forme de spectre à la topologie de la couche de courant ?

La couche de Harris est un modèle simple de couche de courant qui est une solution stationnaire du système de Vlasov-Maxwell [101, pp. 227-287]. Le profil du champ magnétique est donné par [102] :

$$\mathbf{B} = B_0 \tanh(t/\tau) \mathbf{e}_z \quad (\text{III.1.1})$$

où  $B_0$  représente l'amplitude du champ magnétique et  $\tau$  la demi-épaisseur (temporelle) de la couche de courant.

La transformée de Fourier de cette couche de courant :

$$\mathcal{F}_x[\tanh(t/\tau)](\omega) = i\tau \sqrt{\pi/2} \operatorname{csch}((\pi\tau\omega)/2) \quad (\text{III.1.2})$$

avec  $\omega = 2\pi f$ . Pour prendre en compte le fait que la couche de courant n'a pas une extension infinie, j'ai fenêtré le signal à l'aide d'une gaussienne normalisée :

$$\mathcal{G}(x) = e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2}. \quad (\text{III.1.3})$$

La taille de la fenêtre est représentée par l'écart type de la gaussienne  $\sigma$  et est fixée à  $20\tau$ . Le panneau de gauche de la figure III.11 représente deux couches de courant (signaux synthétiques) fenêtrés de demi-épaisseur  $\tau = \tau_1 = \frac{2\pi}{f_{c1}} = 1$  s (courbe bleue) et  $\tau = \tau_2 = \frac{2\pi}{f_{c2}} = 2$  s (courbe orange). Les spectres théoriques des deux signaux évalués par transformée de Fourier sont dessinés dans le panneau de droite avec le même code couleur. Les spectres des signaux estimés par transformée en ondelettes sont superposés



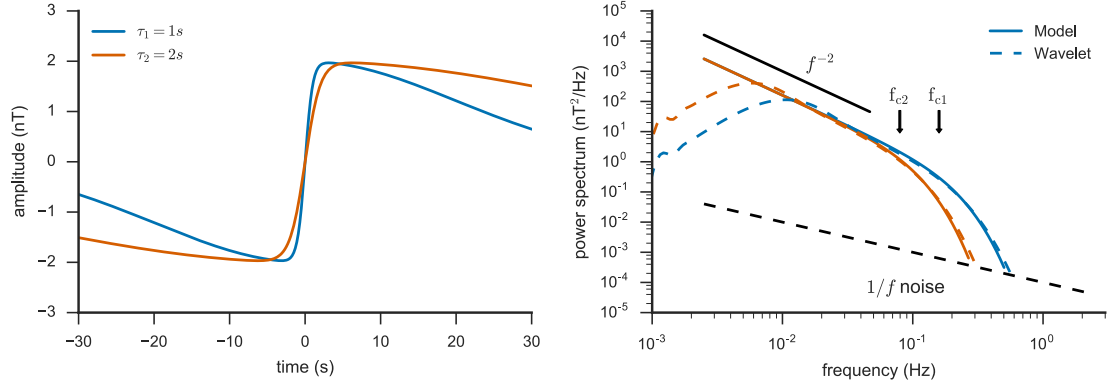


FIGURE III.11 – Panneau de gauche : exemple de couche de courant de Harris modulée par une enveloppe gaussienne pour une demi-épaisseur  $\tau = \tau_1 = \frac{2\pi}{f_{c1}} = 1$  s (courbe bleue) et  $\tau = \tau_2 = \frac{2\pi}{f_{c2}} = 2$  s (courbe orange). Panneau de droite : spectre estimé à partir de la transformée en ondelettes des signaux du panneau de gauche (traits pointillés) et spectres de Fourier obtenus à partir du modèle (traits pleins). La droite noire en trait plein est donnée pour comparaison et indique une pente en  $f^{-2}$ . La droite noire en pointillés correspond à un bruit en  $1/f$  typique des magnétomètres.

en pointillé pour comparaison. La courbe en pointillés noirs correspond à un bruit en  $1/f$  similaire à celui que l'on retrouve en général pour un magnétomètre [103]. Les fréquences  $f_{c1}$  et  $f_{c2}$  sont indiquées par des flèches. Les spectres se décomposent en deux parties bien distinctes. À basse fréquence le spectre suit une loi de puissance en  $f^{-2}$ , typique d'un spectre de discontinuité. À haute fréquence le spectre décroît exponentiellement. La limite entre ces deux régimes dépend de l'épaisseur  $\tau$  de la couche de courant.

Même si la couche de Harris est un modèle très simple, on retrouve la même tendance entre celui-ci et le spectre observé. À partir du modèle, on voit que c'est l'épaisseur de la couche de courant qui détermine la fréquence de coupure de la décroissance exponentielle. Dans l'exemple utilisé, l'épaisseur de la couche de courant est de l'ordre de 1 s pic à pic ( $\frac{1}{2\pi} \simeq 0,16$  Hz), ce qui est compatible avec une fréquence de coupure à  $f_{c0} \simeq 0,2$  Hz. En supposant que la structure est simplement convectée par le vent solaire, on peut aussi estimer sa taille en projetant la vitesse du vent solaire sur la direction de variance maximum  $V_{emax} = |\mathbf{V}_0 \cdot \mathbf{e}_{max}| \sim 300$  km/s. L'épaisseur du gradient est donc de l'ordre de 300 km (ce qui équivaut à  $2,4\lambda_i$  ou  $2,8\rho_i$ ).

On note cependant de grandes différences entre le modèle de Harris et cet exemple. En particulier, la pente dans la partie basse fréquence n'est pas  $-2$  et la partie haute fréquence n'est pas une réelle coupure exponentielle, mais plutôt une pente très raide. On peut supposer que ces différences sont dues d'une part au fait que le modèle est trop simple et d'autre part que nous n'observons pas une structure isolée, mais bien la superposition de celle-ci avec les fluctuations turbulentes ambiantes.

Même si le modèle de couche de courant permet d'expliquer une partie des struc-



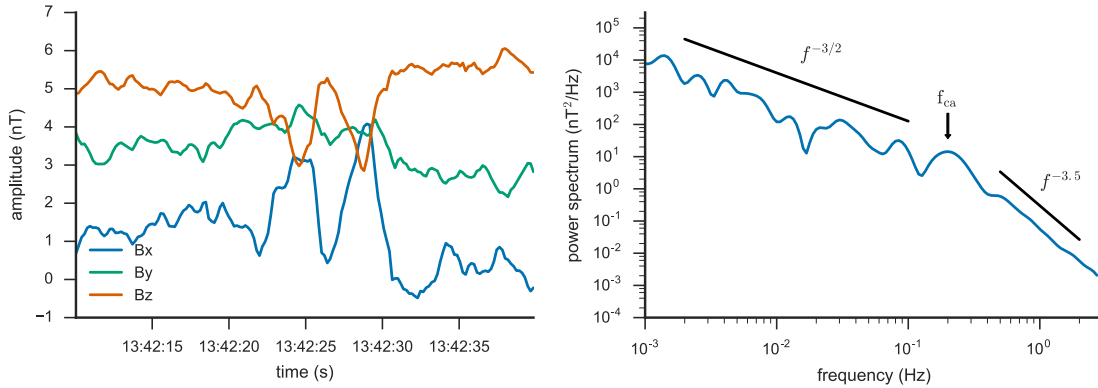


FIGURE III.12 – Panneau de gauche : exemple d'événement énergétique (vortex d'Alfvén) présenté dans le repère du champ magnétique global. Panneau de droite : spectre estimé à partir de la transformée en ondelettes du signal du panneau de gauche. Les deux droites noires sont données pour comparaison et indiquent respectivement une pente en  $f^{-3/2}$  et une pente en  $f^{-3.5}$ . La fréquence  $f_{ca} \simeq 0,2$  Hz est indiquée par une flèche.

tures énergétiques de la figure III.8, il existe de nombreux évènements qui ne correspondent pas du tout à ce modèle.

### III.1.2 Les vortex d'Alfvén

Le panneau de gauche de la figure III.12 montre un autre exemple d'événement énergétique. Les composantes du champ magnétique sont toujours exprimées dans le repère du champ magnétique global. Cette fois-ci, elle ressemble plus à un paquet d'onde de grande amplitude ( $\delta B = B_0 \simeq 0,60$ ). Le spectre (panneau de droite) est par ailleurs très similaire à celui observé pour la couche de courant mais présente une bosse en  $f = f_{ca} \simeq 0,2$  Hz.

Dans le repère local de minimum variance ( $\vec{e}_{max}, \vec{e}_{med}, \vec{e}_{min}$ ), les fluctuations principales de cette structure sont perpendiculaires au champ magnétique moyen local  $\vec{B}_0$  ( $\theta_{e_{max},B} = 93^\circ$ ,  $\theta_{e_{med},B} = 87^\circ$ ,  $\theta_{e_{min},B} = 5^\circ$ ) et l'angle entre  $\vec{B}_0$  et la vitesse du vent solaire moyenne locale est oblique ( $\theta_{BV} = 140^\circ$ ).

Plusieurs modèles peuvent expliquer ce genre de fluctuations, comme les modèles d'enveloppe de type soliton [104, 105] ou le modèle du vortex d'Alfvén [106].

Les modèles d'enveloppe de type soliton décrivent des fluctuations dont les vecteurs d'onde parallèles dominant ( $k_{\parallel} \gg k_{\perp}$ ). Ce type de fluctuations ne peut être résolu par la sonde que lorsque le champ magnétique et la vitesse du vent solaire sont alignés ( $\theta_{BV}$  proche de  $0^\circ$ ). Si, comme le suggère Matthaeus et al. (1990) [107], la turbulence se décompose en une partie bidimensionnelle ( $k_{\perp} \gg k_{\parallel}$ ) et une partie dite en couches ou *slab* ( $k_{\parallel} \gg k_{\perp}$ ), alors dans la configuration oblique (lorsque l'angle  $\theta_{BV}$  est loin de  $0^\circ$ [ $90^\circ$ ]) on observe une projection de ces deux composantes de la turbulence sur la direction de propagation du vent solaire. Cependant, comme les études de Horbury et

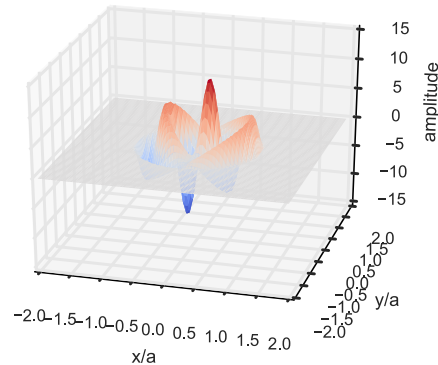


FIGURE III.13 – Représentation tridimensionnelle (deux dimensions d'espace et une pour l'amplitude des fluctuations) d'un vortex d'Alfvén monopole (l'axe  $z$  est aligné avec le champ magnétique moyen). Les axes  $x$  et  $y$  sont normalisés par rapport au rayon du vortex  $a$ .

al. (2008) [108] et Wang et al. (2016) [109] l'ont montré, les amplitudes de la composante bidimensionnelle sont bien supérieures à celle de la composante *slab* (pour  $f < 1$  Hz à 1 UA). Par conséquent, la projection de la composante bidimensionnelle domine celle de la composante *slab* dans le cas oblique. Il semble donc que les fluctuations de grande amplitude que nous observons dans cette configuration oblique soient dominées par les vecteurs d'onde perpendiculaires ( $k_{\perp} \gg k_{\parallel}$ ) et c'est pourquoi le modèle du vortex d'Alfvén semble plus adapté. Par ailleurs, des formes d'onde similaires, à des échelles quasiment identiques, ont été observées par les sondes Cluster dans la magnétogaine terrestre et ont été interprétées comme étant des vortex d'Alfvén [110].

Vérifions tout d'abord que le modèle du vortex d'Alfvén nous permet bien d'expliquer les formes d'onde observées. Le vortex d'Alfvén est une solution des équations de la MHD dans la limite incompressible et lorsque les fluctuations du champ magnétique et de la vitesse sont quasi-planaires, c'est-à-dire qu'elle vérifie  $B_z \ll B_{\perp}$  et  $U_z \ll U_{\perp}$  où  $z$  est la direction parallèle au champ moyen  $\vec{B}_0$  [111]. Ces fluctuations sont localisées dans l'espace de sorte que  $\partial_z \ll \nabla_{\perp}$ . De plus, elles sont concentrées dans un cercle de rayon  $a$ .

Ces solutions se matérialisent sous la forme de vortex magnétiques. La figure III.13 est une représentation tridimensionnelle de l'un de ces vortex. Les équations des composantes du champ magnétique sont données dans l'annexe F.

Selon comment l'axe du vortex est orienté, les caractéristiques du vortex changent. Dans le cas le plus simple, le plan est perpendiculaire à  $\vec{B}_0$  (l'axe du vortex est parallèle à  $\vec{B}_0$ ) et le vortex est au repos dans le référentiel du plasma, on parle alors de vortex monopole. S'il existe un petit angle d'inclinaison  $\theta_i$  entre le plan du vortex et  $\vec{B}_0$ , c'est un vortex dipolaire, auquel cas les fluctuations peuvent se propager à une certaine vitesse  $u$  dans ce plan. Les détails sur les vortex d'Alfvén peuvent être trouvés dans [106, 111, 112].

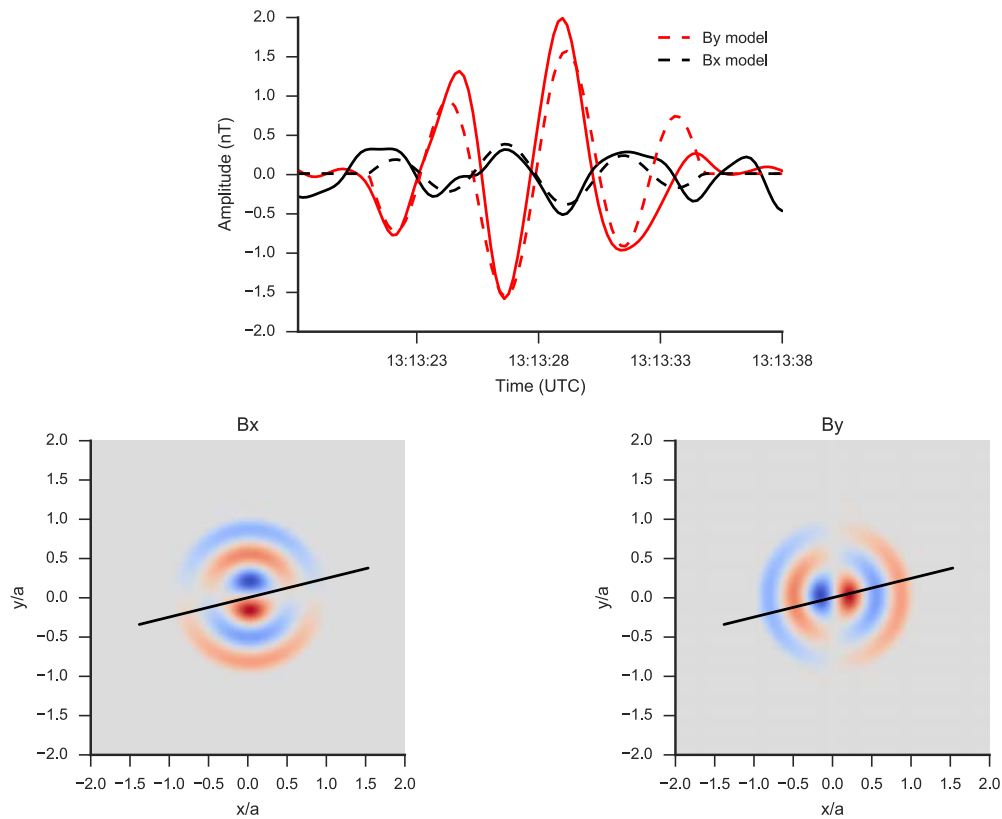


FIGURE III.14 – Comparaison entre les données et un vortex monopole. Panneau supérieur : Modèle de vortex (pointillés) superposé aux fluctuations mesurées par la sonde Wind (traits pleins) autour de 13 :42 :25 UTC. Panneau inférieur gauche/droit : composante du champ magnétique  $B_{x/y}$  en fonction de  $x$  et  $y$ . La ligne noire représente la trajectoire de la sonde fictive. Les distances sont normalisées par rapport au rayon du vortex  $a$ .

La comparaison entre le modèle (monopole) et les fluctuations du champ magnétique est réalisée dans la figure III.14. Les panneaux inférieurs représentent le modèle utilisé ainsi que la trajectoire de la sonde fictive (en noir). Les axes  $x$  et  $y$  sont normalisés par rapport au rayon du vortex. On peut voir que le modèle reproduit relativement bien les fluctuations dans les données. Les quelques différences entre les deux courbes peuvent être attribuées à l'existence de fluctuations turbulentes superposées à la structure. On peut aussi supposer que les paramètres choisis pour ajuster le modèle ne sont pas les mieux adaptés.

Comme pour la couche de courant on peut s'intéresser au spectre théorique de cette structure. Cependant, les équations du champ magnétique du vortex sont beaucoup plus complexes. C'est pourquoi j'ai choisi de réaliser uniquement une estimation numérique des spectres de vortex en utilisant une sonde fictive et en faisant plusieurs traversées d'un même vortex (monopole) à différents endroits comme le montre la figure III.15. Les panneaux inférieurs représentent à nouveau le modèle, mais cette fois-ci les axes sont en kilomètres. Les différents traits de couleur représentent les passages successifs de la sonde fictive. Le panneau supérieur montre les fluctuations du champ magnétique correspondant à ces différents passages. Les courbes ont été décalées (en ordonnée) pour permettre une meilleure lisibilité (elles sont classées dans le même ordre que les trajectoires).

Les spectres correspondant à ces signaux sont présentés dans la figure III.16 (avec le même code couleur que les trajectoires). Quelle que soit la trajectoire, le spectre reste quasiment le même à haute fréquence et suit une loi de puissance en  $f^{-4}$ . Le spectre à basse fréquence suit globalement une pente qui varie en fonction de la trajectoire. La séparation entre ces deux régimes s'effectue autour de  $a^{-1}$  (précisément à  $2a^{-1}$ ), l'échelle caractéristique de la structure. Dans le cas d'une traversée par le centre du vortex, la limite entre les deux domaines est marquée par une bosse. La pente en  $f^{-4}$  est provoquée par une discontinuité du courant au bord du vortex [112]. Les caractéristiques du spectre d'un vortex dipolaire (non étudié ici) sont assez différentes, en particulier la pente à haute fréquence est plus raide ( $f^{-6}$ ) comme le montre l'étude d'Alexandrova (2008) [112].

Si on compare les spectres du modèle et le spectre observé (figures III.12 et III.16), on retrouve des caractéristiques similaires, à savoir un domaine haute fréquence où la pente est forte (de l'ordre de  $f^{-3.5}$ ) et surtout une bosse en  $f \simeq 0,2$  Hz. On peut relier cette fréquence observée au rayon du vortex. D'après les formes d'onde, le rayon du vortex  $a$  est de l'ordre de  $\sim 7$  s ou 3150 km en considérant que  $V_{emax} \sim 450$  km/s. Par conséquent,  $2a^{-1}$  (en unité de temps) est de l'ordre de  $\frac{2}{7} \simeq 0,29$  Hz, ce qui est compatible avec le spectre observé.

Pour cet intervalle particulier de deux heures, la plupart des structures cohérentes peuvent être interprétées soit comme des couches de courant, soit comme des vortex d'Alfvén. Mais existe-t-il d'autres types d'évènement qui concentrent l'énergie magnétique? Ou d'autres types d'évènement cohérents?

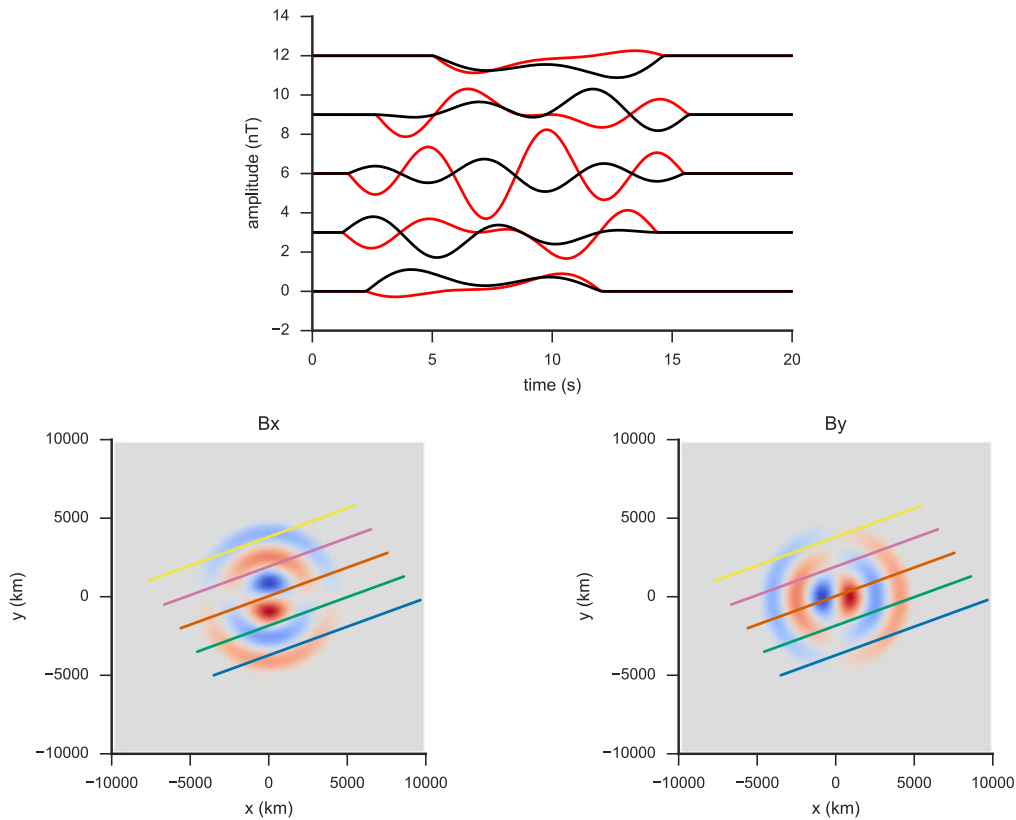


FIGURE III.15 – Données simulées pour de multiples trajectoires à travers un vortex monopole. Panneau supérieur : Modèle de vortex (traits pleins) pour les différentes trajectoires. Les données ont été décalées pour rendre l'image plus lisible (elles sont classées dans le même ordre que les trajectoires). Panneau inférieur gauche/droit : composante du champ magnétique  $B_{x/y}$  en fonction de  $x$  et  $y$ . Les lignes colorées représentent les multiples trajectoires de la sonde fictive. Les distances sont en kilomètres.

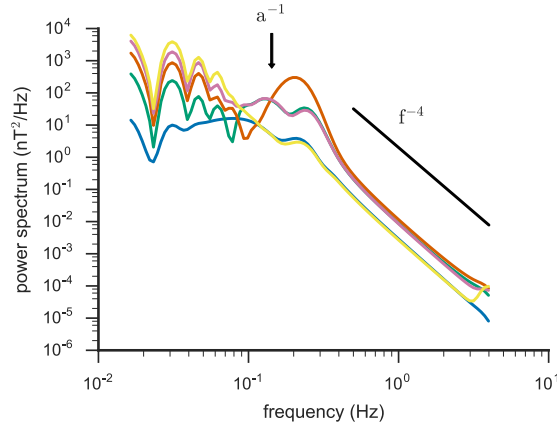


FIGURE III.16 – Spectres estimés par transformée en ondelettes à partir des signaux de la figure III.15. Le code couleur est identique à celui des trajectoires. La droite noire en trait plein est donnée pour comparaison et indique une pente en  $f^{-4}$ .

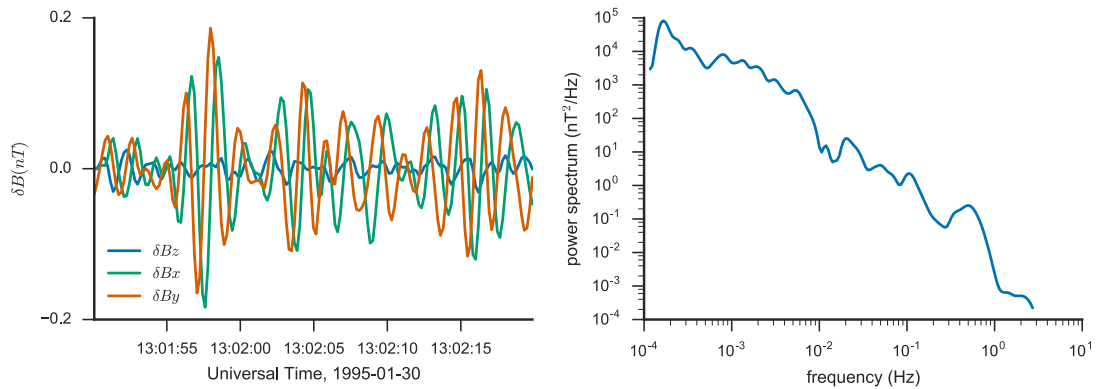


FIGURE III.17 – Exemple d’onde Alfvén ion cyclotron. Panneau de gauche : fluctuations du champ magnétique dans le repère du champ magnétique local. Panneau de droite : spectre estimé à partir de la transformée en ondelettes du signal du panneau de gauche.

## III.2 Des ondes aux échelles ioniques

Nous venons de voir que les structures cohérentes représentent non seulement une part non négligeable des fluctuations observées, mais surtout une grande partie de l'énergie contenue aux échelles ioniques. Néanmoins, durant la recherche de ces structures, d'autres événements ont attiré mon attention. Les intervalles marqués par des bandes grises sur la figure III.6 correspondent à des configurations particulières pour lesquelles le champ magnétique et la vitesse du vent solaire sont quasiment alignés (lorsque l'angle  $\theta_{BV}$  est proche de  $0^\circ$ ). Le champ magnétique durant ces périodes se compose d'oscillations régulières superposées à des fluctuations plus ou moins aléatoires qui s'étendent sur plusieurs minutes. Un exemple de ces fluctuations est donné dans le panneau de gauche de la figure III.17. L'étude de Lacombe et al. (2014) [26] à plus haute fréquence (entre 1 et 400 Hz) a montré que la présence sporadique d'ondes whistler dans le signal pouvait entraîner des modifications de la forme du spectre et en particulier pouvait générer une cassure dans le spectre aux échelles électroniques. Est-ce qu'un effet similaire peut se produire aux échelles ioniques et peut expliquer (au moins en partie) la forme du spectre ?

### III.2.1 Trains d'onde et polarisation

De nombreuses ondes électromagnétiques peuvent se propager dans le plasma du vent solaire. Ces ondes/modes sont des solutions indépendantes du système d'équation Vlasov-Maxwell linéarisé (voir par exemple Baumjohann et Treumann, 1996). Le diagramme de dispersion de la figure III.18 représente la fréquence  $f$  de ces différents modes en fonction du vecteur d'onde  $k$  (en unité de longueur de Debye électronique,  $\lambda_{De}$  - voir l'annexe A.3 pour la définition). À basses fréquences ( $f \ll f_{ci}$ ), trois modes électromagnétiques existent : le mode d'Alfvén (A), les modes magnéto-sonores lent (ML) et rapide (MR). À plus haute fréquence, près de  $f_{ci}$ , le mode A se confond avec le mode électromagnétique ion cyclotron (EMIC) aussi nommé Alfvén ion cyclotron (AIC). Le mode rapide se confond, lui, avec le mode whistler (W), près de  $f_{ce}$ . On ne s'intéressera pas aux autres modes, dont la composante magnétique est très faible ou inexistante (cas des ondes électrostatiques).

Alors que les ondes d'Alfvén ont une polarisation rectiligne, les AIC ont une polarisation circulaire gauche et les whistler une polarisation circulaire droite. Du fait de cette différence, ces modes n'interagissent pas de la même façon avec les particules. Le mode AIC a une résonance à la fréquence cyclotron ionique  $f_{ci}$  (avec les ions), tandis que le mode W a sa résonance à la fréquence cyclotron électronique  $f_{ce}$  (avec les électrons). En utilisant la polarisation on peut donc reconnaître à quel type d'onde on a affaire. Il faut cependant se méfier des mesures de polarisation car si une onde se propage dans le sens opposé à celui du vent solaire, elle peut apparaître avec une polarisation inversée si sa vitesse de propagation est inférieure à celle du vent.

À partir des coefficients d'ondelette  $W_i$  et  $W_j$  des composantes du champ magnétique  $B_i$  et  $B_j$ , on peut obtenir une mesure de la polarisation qui dépend à la fois de la fréquence et du temps (voir l'annexe B). La carte de polarisation (figure III.19) des données Wind de l'intervalle de Leamon et al. (1998) [73] montre que la différence de phase entre les deux composantes perpendiculaires  $B_x$  et  $B_y$  fluctue fortement et

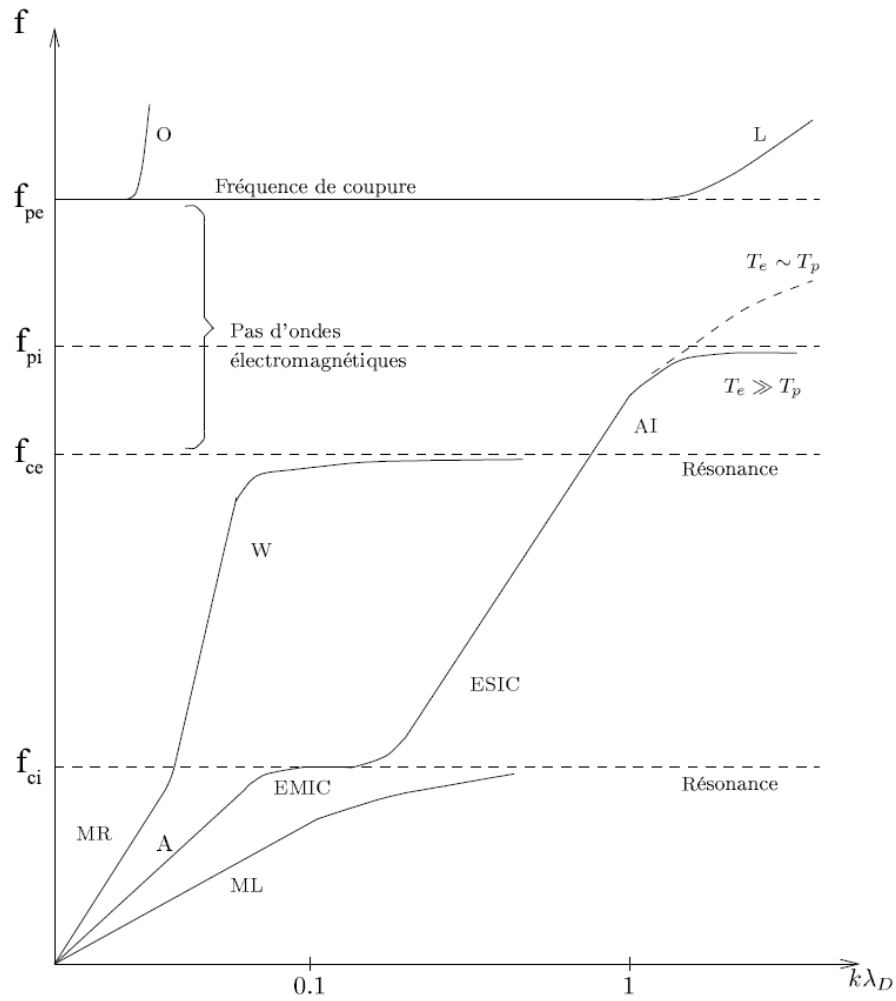


FIGURE III.18 – Diagramme de dispersion (non à l'échelle) des principaux modes dans le vent solaire, adapté de Salem & Mangeney (2000) [33].



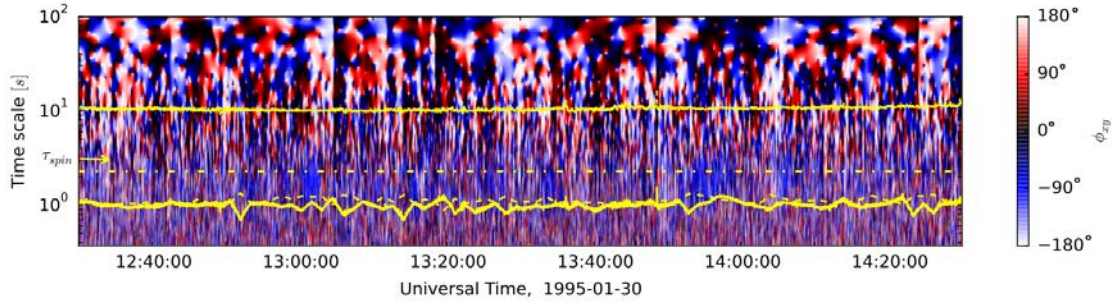


FIGURE III.19 – Différences de phase entre les composantes  $B_x$  et  $B_y$  calculées à partir des coefficients d'ondelette de Morlet complexes. Cette carte indique la polarisation dans le plan perpendiculaire au champ magnétique moyen en fonction du temps et de l'échelle (de la fréquence).

semble, à première vue, distribuée aléatoirement. Cependant, si on observe attentivement entre 13 :00 :30 et 13 :02 :30 UTC et entre 13 :51 :30 et 13 :58 :30 UTC (bandes grises de la figure III.6) on remarque que la polarisation reste constante autour de  $-90^\circ$  pour les fréquences proches de  $f_b$  (ligne horizontale en pointillé jaune). Cette polarisation constante est la signature d'une onde de polarisation gauche dans le repère du plasma superposée à la turbulence de fond.

Si maintenant on regarde les paramètres du plasma (bandes grises de la figure III.6) au moment de l'apparition de ces ondes, on se rend compte que l'anisotropie de température  $T_\perp/T_\parallel$  augmente tandis que le  $\beta_\parallel$  décroît. Ici  $T_\perp/T_\parallel \simeq 3,5$  et  $\beta_\parallel \simeq 0,2$  ce qui est compatible avec l'instabilité AIC [113] et en accord avec un taux de croissance  $\gamma_{max}$  entre  $10^{-3} \omega_{ci}$  et  $10^{-1} \omega_{ci}$  [114]. Le fait que la génération de ces ondes par instabilité AIC soit un scénario plausible suggère que nous avons bien affaire à des ondes AIC.

Le spectre du signal est présenté dans le panneau de droite de la figure III.17. Cette fois-ci, le spectre ne se divise pas en deux domaines bien distincts, mais on peut remarquer une bosse autour de 0,5 Hz qui correspond à la contribution énergétique de l'onde. Le reste du spectre correspond à la contribution énergétique de la turbulence de fond. On peut souligner que la contribution de l'onde n'est cependant pas très importante par rapport à celle de la turbulence.

Le fait que l'onde n'apparaisse pas que sur une fréquence unique mais plutôt sur une bande de fréquences est dû à plusieurs effets combinés. Tout d'abord, si on regarde le panneau de gauche de la figure III.17, on constate que l'onde n'est pas parfaitement monochromatique mais correspond plutôt à une succession de petits paquets modulés par une enveloppe. D'autre part, les techniques de transformée en ondelettes ont une résolution limitée par le principe d'incertitude ( $\delta t \delta f \geq \text{const}$ ) ce qui implique que la résolution fréquentielle est d'autant plus faible que la résolution temporelle est élevée (comme c'est le cas à haute fréquence).

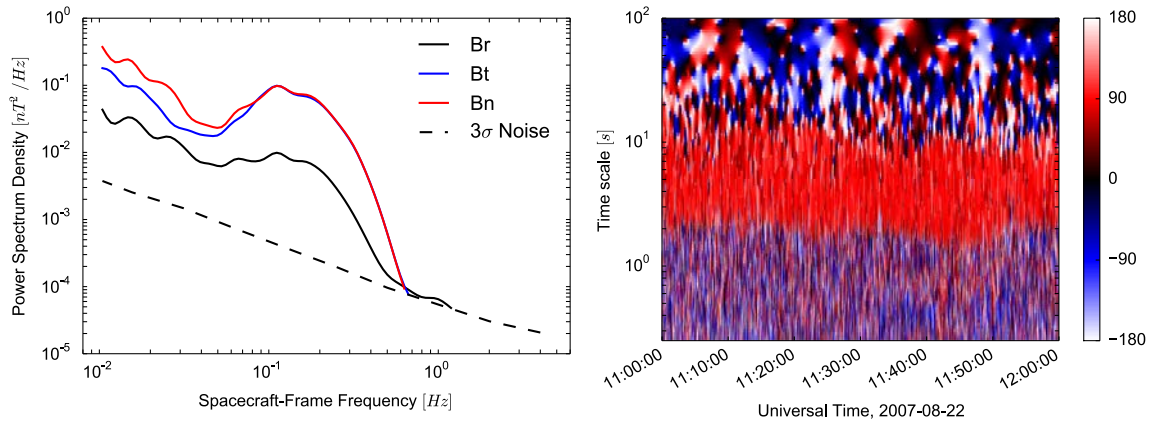


FIGURE III.20 – Exemple de *low frequency wave storm* observé par STEREO A sur plus d'une heure, le 2007/08/22 autour de 11 h 30 UTC. Panneau de gauche : spectres des trois composantes du champ magnétique dans le repère RTN. Panneau de droite : carte de polarisation.

### III.2.2 Tempête d'onde basse fréquence

Nous venons de voir que la contribution des ondes à l'intervalle de Leamon et al. (1998) [73] semblait relativement faible, mais est-ce toujours le cas ? Pour apporter une réponse à cette question, je vais me tourner de nouveau sur l'étude menée à l'aide des données STEREO, qui couvre un large éventail de cas différents.

Dans ces données, j'ai détecté des intervalles dont la durée pouvait aller de plusieurs dizaines de minutes à quelques heures et durant lesquels on observe en permanence des ondes basses fréquences. Ces intervalles représentent environ 1% des observations réalisées et se caractérisent par un spectre en forme de bosse autour des fréquences où a lieu habituellement la cassure spectrale comme le montre le panneau de gauche de la figure III.20. Le panneau de droite de la figure III.20 montre que la polarisation (circulaire droite) reste relativement constante durant toute la durée de l'évènement.

Ce phénomène a par ailleurs été étudié en détail par Jian et al. (2014) [115]. Dans leurs travaux, ils ont utilisé le terme de tempête d'onde basse fréquence ("*LFWS*" pour *low frequency wave storm*) pour qualifier ces évènements. L'étude de Boardson et al. (2015) [116] montre aussi des évènements similaires, cette fois-ci observés par la sonde Messenger.

Sur STEREO nous ne disposons ni de mesures multi-satellite, ni de mesures de l'anisotropie de température ; il est donc difficile de comprendre à quel type d'onde nous avons affaire d'autant plus que leur polarisation est parfois circulaire droite et parfois circulaire gauche. Il arrive même que deux évènements se chevauchent avec une polarisation droite à une fréquence et une polarisation gauche à une autre comme le montre la figure III.21.

Pour essayer de caractériser ces ondes, on peut regarder comment sont distribués les paramètres du plasma durant ces évènements. La figure III.22 montre les paramètres du plasma ( $V$ ,  $T$ ,  $n$  et  $\theta_{BR}$  l'angle entre le champ magnétique et la direction radiale) pour ces évènements (pointillés) et ceux de toutes les données (traits pleins).

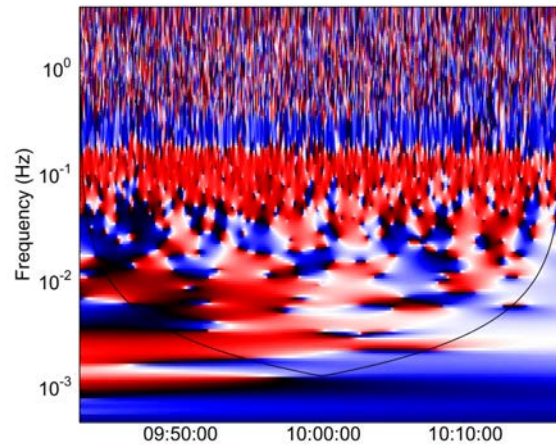


FIGURE III.21 – Carte de polarisation d'une autre LFWS le 2010/08/13 autour de 10 h 00.

On peut y voir que les ondes sont généralement observées dans un plasma à la fois plus lent (panneau supérieur gauche), plus froid (panneau supérieur droit) et moins dense (panneau inférieur gauche). Par ailleurs, dans le panneau inférieur droit, on constate que la plupart des événements ont lieu lorsque le champ magnétique est aligné avec la direction radiale (qui coïncide en général avec la direction de propagation du vent solaire). Les LFWS ont donc la particularité, tout comme nos ondes sporadiques, d'apparaître préférentiellement lorsque les champs magnétique et de vitesse sont quasiment alignés.

Jian et al. (2014) [115] ont évoqué plusieurs pistes pour expliquer la présence des LFWS. Parmi celles-ci on retrouve la génération locale par l'instabilité AIC, la génération d'ondes dans la couronne solaire qui seraient ensuite convectées par le vent solaire, ou encore la génération due aux interactions entre vent lent et vent rapide.

Mais pourquoi observe-t-on les LFWS uniquement dans les cas où la température, la densité et la vitesse sont les plus faibles? Nous avons vu au chapitre précédent que l'amplitude des fluctuations turbulentes est corrélée à la pression thermique (le produit de la densité et de la température). On pourrait donc supposer que les LFWS sont toujours présentes (générées indépendamment des conditions de température, de densité et vitesse) mais qu'on ne puisse les observer que lorsque le niveau de turbulence est suffisamment bas, comme c'est le cas pour les ondes whistler observées avec Cluster [26].

Qu'en est-il de la répartition des événements en fonction de l'angle entre la direction radiale et le champ magnétique? Là encore on peut imaginer un mécanisme similaire. En effet, les fluctuations perpendiculaires de la turbulence sont bien plus fortes que les fluctuations parallèles, ce qui peut expliquer que les ondes ne sont visibles que lorsque le champ magnétique est aligné avec la direction d'écoulement du vent solaire (et que les fluctuations parallèles dominent).

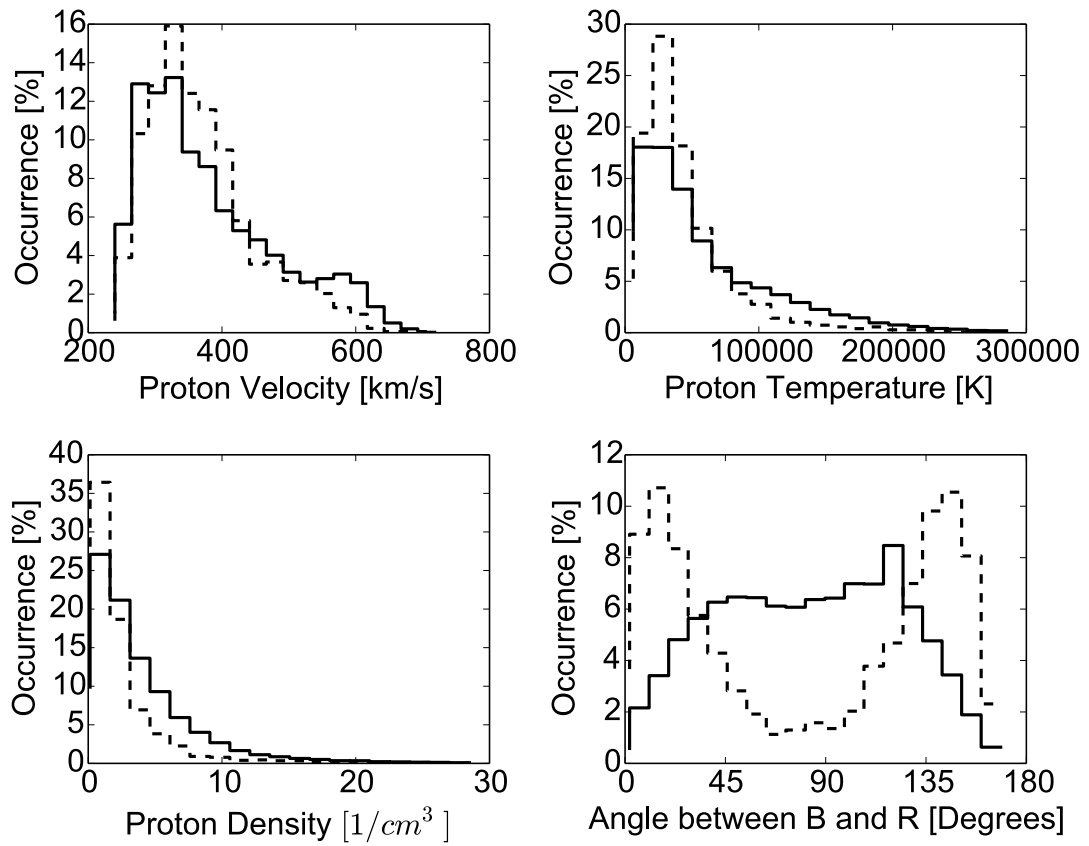


FIGURE III.22 – Histogrammes normalisés au nombre d'observations donnant la répartition des paramètres du plasma (dans l'ordre  $V$ ,  $T$ ,  $n$  et  $\theta_{BR}$ ) durant les LFWS (pointillés) par rapport à leur répartition pour l'ensemble des données (traits pleins).

### III.3 Influence des évènements cohérents sur le spectre turbulent

Nous avons vu que la plupart des structures cohérentes de l'intervalle de Leamon et al. (1998) [73] sont des couches de courant et des vortex d'Alfvén. Ces structures ont des spectres qui se divisent en deux parties bien distinctes. La partie basse fréquence correspond à une pente de faible amplitude, entre 0 et -2 (selon les modèles et les observations). L'autre partie suit une pente raide, dont l'indice est compris entre -3 à -6. La transition s'effectue autour de l'échelle caractéristique de la structure (le rayon du vortex ou l'épaisseur de la couche de courant) qui est de l'ordre de quelques longueurs inertielles/rayon de Larmor des ions. Toutes ces propriétés font des structures cohérentes de bonnes candidates pour expliquer la cassure spectrale observée aux échelles ioniques pour certains spectres de turbulence du vent solaire.

En plus de ces structures, nous avons détecté la présence d'ondes AIC. Comme nous l'avons vu dans la section précédente et comme l'a montré l'étude de Lacombe et al. (2014) [26], la présence d'ondes dans le signal peut altérer la forme du spectre observé et générer une cassure, un coude voire une bosse dans le spectre (en fonction de la quantité d'ondes présentes dans le signal).

Pour déterminer comment les évènements cohérents comme les ondes électromagnétiques et/ou les structures cohérentes affectent le spectre turbulent de l'intervalle de Leamon et al 1998 autour des échelles ioniques, j'ai choisi de séparer ces évènements du reste du signal afin d'estimer précisément leur contribution. Habituellement, pour séparer les structures cohérentes du reste du signal, on part du principe que toutes ces structures concentrent beaucoup d'énergie et on sélectionne uniquement les fluctuations (ou les coefficients d'ondelette) dont l'énergie est supérieure à un certain seuil. Le problème de cette approche est qu'on ne prend en compte que le niveau d'énergie et qu'on néglige complètement la propriété principale de ces structures, à savoir la notion de cohérence de phase (le fait qu'on n'ait pas affaire à de simples fluctuations aléatoires). De plus, si on veut montrer que les évènements cohérents jouent réellement un rôle sur le spectre, il est important d'utiliser un critère de sélection qui n'est pas directement relié à l'énergie. Par ailleurs, nous avons vu que les ondes ne représentent pas des fluctuations de grandes amplitudes, il faut donc envisager une autre approche qui permette aussi de les sélectionner.

En prenant en compte toutes ces contraintes je me suis orienté vers une méthode de sélection par degrés de cohérence. L'idée étant de regarder le degré de couplage entre deux signaux. La technique de cohérence d'ondelettes présentée par Grinsted et al. (2004) [117] est l'une des techniques qui permet de mettre en évidence ce type de relations. Comme cette technique est basée sur la transformée en ondelettes, elle permet d'étudier les couplages de phase à la fois en temps et en fréquence. Les détails de la technique sont donnés dans l'annexe de l'article F.

Pour appliquer cette technique, nous avons besoin de deux signaux en entrée. J'ai choisi de commencer par regarder le couplage de phase entre les fluctuations de deux composantes du champ magnétique. En effet, comme nous l'avons montré dans la section III.2, les ondes ion-cyclotron sont des ondes planes qui se propagent parallèlement au champ magnétique moyen, leurs composantes perpendiculaires sont couplées [118]. Les structures cohérentes, quant à elles, sont visibles à la fois sur les compo-

santes perpendiculaires mais aussi sur la composante parallèle comme le montre les spectrogrammes de la figure III.8, ce qui montre qu'en plus du couplage entre les différentes échelles, il existe aussi un couplage entre les différentes composantes. L'étude du couplage entre deux composantes du champ magnétique permet donc de mettre en évidence à la fois les structures cohérentes ainsi que les ondes.

La figure III.23 montre la cohérence de phase  $R_{ij}(f, t)$  (voir l'éq. B.9 de l'annexe F) entre les composantes  $B_i$  et  $B_j$ , exprimées dans le référentiel du champ magnétique global<sup>3</sup>, en fonction du temps et de la fréquence. Le panneau du haut de la figure III.23 correspond à  $R_{zx}(f, t)$ , le panneau central correspond à  $R_{xy}(f, t)$ , tandis que le panneau du bas correspond à  $R_{yz}(f, t)$ . Un niveau de cohérence faible correspond aux zones claires ( $R_{ij}(f, t)$  proche de zéro) tandis qu'une cohérence importante est représentée par des zones plus foncées ( $R_{ij}(f, t)$  proche de un). Nous appellerons les zones où la cohérence est importante des zones cohérentes.

Pour  $R_{xy}(f, t)$ , les zones cohérentes sont essentiellement dans une gamme de fréquences proches de  $f_b$ . Ces zones correspondent, pour la plupart, à celles où nous avons observé une polarisation constante autour de  $-90^\circ$  (voir la figure III.19). Grâce à cette carte de cohérence nous pouvons donc retracer l'apparition et la disparition des ondes AIC.

Dans le cas de  $R_{zx}(f, t)$  les zones cohérentes s'étendent, tout du moins en apparence, sur toutes les fréquences jusqu'à des fréquences proches ou supérieures à  $f_b$ . Je précise ici en apparence car comme pour les périodogrammes de la figure III.8 il est question ici d'un effet lié à la résolution de l'image. En effet si on zoome sur une zone où la cohérence est forte, on se rend compte qu'il s'agit en fait de grappes qui s'étendent sur plusieurs fréquences. Pour l'essentiel ces zones de cohérence étendues correspondent à la présence des mêmes structures observées par le biais des spectrogrammes de la figure III.8.

Enfin pour  $R_{yz}(f, t)$ , on retrouve des zones cohérentes dans une gamme de fréquences proches de  $f_b$  ainsi que quelques bandes similaires à celles de  $R_{zx}(f, t)$ . D'après ce que nous avons observé sur les spectrogrammes, le couplage entre les composantes  $y$  et  $z$  devrait être quasiment identique à celui observé entre l'autre composante perpendiculaire ( $x$ ) et la composante parallèle ( $z$ ). Nous devrions donc retrouver une carte très similaire à  $R_{zx}(f, t)$  retraçant la plupart des structures cohérentes. Or, c'est loin d'être le cas. Qu'est-ce qui peut expliquer une telle différence entre ces deux cartes ?

Les travaux de Mangeney et al. (2006) [119] et Alexandrova et al. [120] montrent qu'un spectre gyrotrope dans le repère du plasma peut apparaître non-gyrotrope dans le repère de la sonde à cause de l'effet Doppler. En effet, dans le cas d'une turbulence où les vecteurs d'onde  $\vec{k}$  sont parallèles au champ magnétique  $\vec{B}$  (*slab*), tous les vecteurs d'onde subissent l'effet Doppler et l'effet est plus ou moins fort en fonction de l'angle entre  $\vec{k}$  et la vitesse du vent solaire  $\vec{V}_{sw}$ . Mais si la turbulence est bidimensionnelle avec  $\vec{k} \perp \vec{B}$  alors l'effet Doppler sera différent si  $\vec{k}$  est perpendiculaire à  $\vec{V}_{sw}$  ou si  $\vec{k}$  est le long de  $\vec{V}_{sw}$ . Ce qui fait que dans le repère de la sonde, une des deux composantes apparaîtra atténuée par rapport à l'autre. On peut supposer que dans notre cas aussi, l'effet Doppler joue un rôle et qu'il affecte la détection de la cohérence de phase en fonction de l'orientation du champ magnétique et de la vitesse du vent solaire. Ce

3. c'est-à-dire le champ moyen calculé sur l'intervalle tout entier.



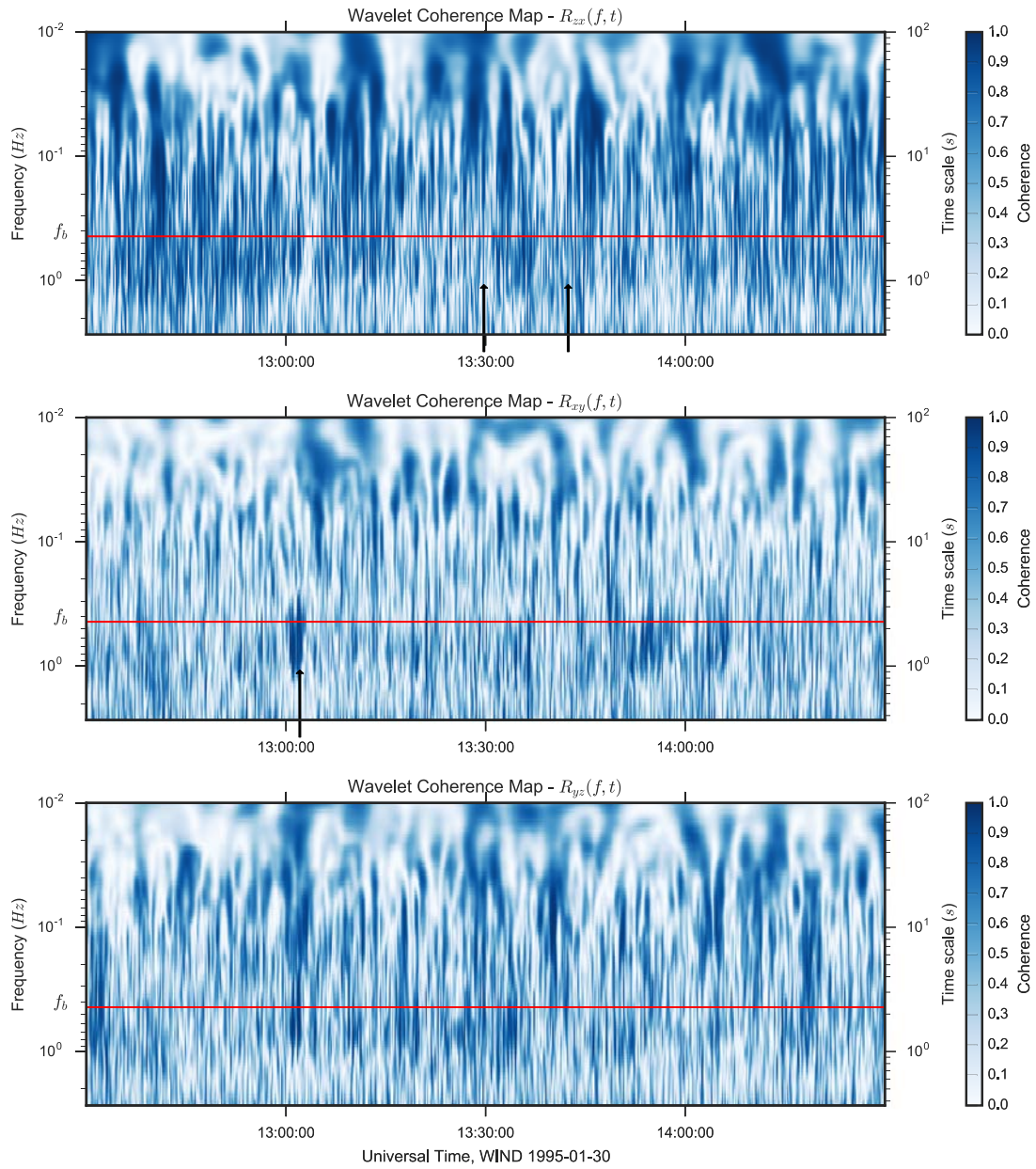


FIGURE III.23 – Cartes de cohérence des fluctuations du champ magnétique en fonction du temps et de la fréquence. La ligne rouge indique la fréquence de cassure  $f_b$ . Panneau supérieur : cohérence entre les composantes  $B_z$  et  $B_x$ . Panneau central : cohérence entre les composantes  $B_x$  et  $B_y$ . Panneau inférieur : cohérence entre les composantes  $B_y$  et  $B_z$ .

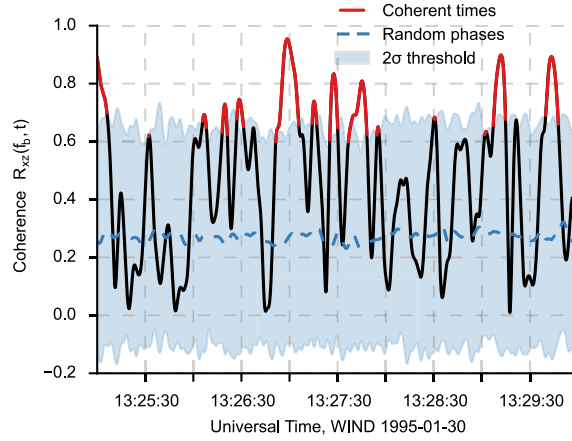


FIGURE III.24 – Coupe à la fréquence de cassure  $f_b$  de la figure III.23 : Cohérence en fonction du temps (noir), temps cohérent (rouge), moyenne et deux fois l'écart-type des données avec des phases aléatoires (pointillés et zone bleue).

point reste à éclaircir et nécessitera sûrement l'étude de plusieurs cas dans différentes configurations du champ magnétique et de la vitesse du vent.

En utilisant les deux premières cartes on peut séparer à la fois les ondes et les structures du reste du signal. J'effectue pour cela un filtrage en utilisant les cartes de cohérence de la figure III.23 en sélectionnant les zones cohérentes pour lesquelles le niveau de cohérence à la fréquence  $f_b$  est au-dessus d'un certain seuil  $R_{ij}^{threshold}$  (voir éq. B.10 de l'annexe F).

Pour aider le lecteur à mieux comprendre comment la sélection s'opère, j'ai réalisé la figure III.24 qui montre une coupe de la carte de cohérence  $R_{xz}(f, t)$  entre 13h25 et 13h30 (UTC) à  $f = f_b$ . Le seuil  $R_{xz}^{threshold}$  est donné par la zone remplie en bleu. Les périodes (zones) cohérentes et non-cohérentes correspondent respectivement aux intervalles de temps pour lesquels  $R_{xz}(f_b, t)$  est au-dessus (ligne rouge) et en dessous (ligne noire). Pour comparaison, la ligne pointillée montre la cohérence moyennée sur plusieurs réalisations du signal aléatoire  $\bar{R}_{xz}^{random}(f_b, t)$ . Les périodes cohérentes et non-cohérentes sont ensuite utilisées pour calculer les spectres correspondants. Pour plus d'informations le lecteur peut se référer à l'annexe F.

Les spectres individuels résultant de ce filtrage sont représentés dans la figure III.25 (panneaux du milieu) ainsi que les pentes locales correspondantes (panneaux du bas) est la cohérence moyenne en fonction de la fréquence  $\langle R_{ij}(f, t) \rangle_t$  (panneaux du haut).

La courbe de cohérence moyenne donne une information sur la localisation fréquentielle des événements utilisés pour construire les spectres. La figure III.25 (en haut à gauche) nous donne cette information pour le couplage entre  $B_x$  et  $B_y$  :  $\langle R_{xy}(f, t) \rangle_t$  est représenté par une ligne rouge et est comparé à la valeur moyenne de la cohérence pour les 100 signaux aléatoires <sup>4</sup>  $\langle R_{ij}^{random}(f, t) \rangle_t$  (ligne pointillée bleue) ; l'écart-type

4. Il s'agit de 100 signaux générés à partir des données du champ magnétique pour lesquelles on a remplacé les phases par des valeurs aléatoires tirées entre  $\pi$  et  $\pi$  et qui servent à la définition du seuil de sélection.



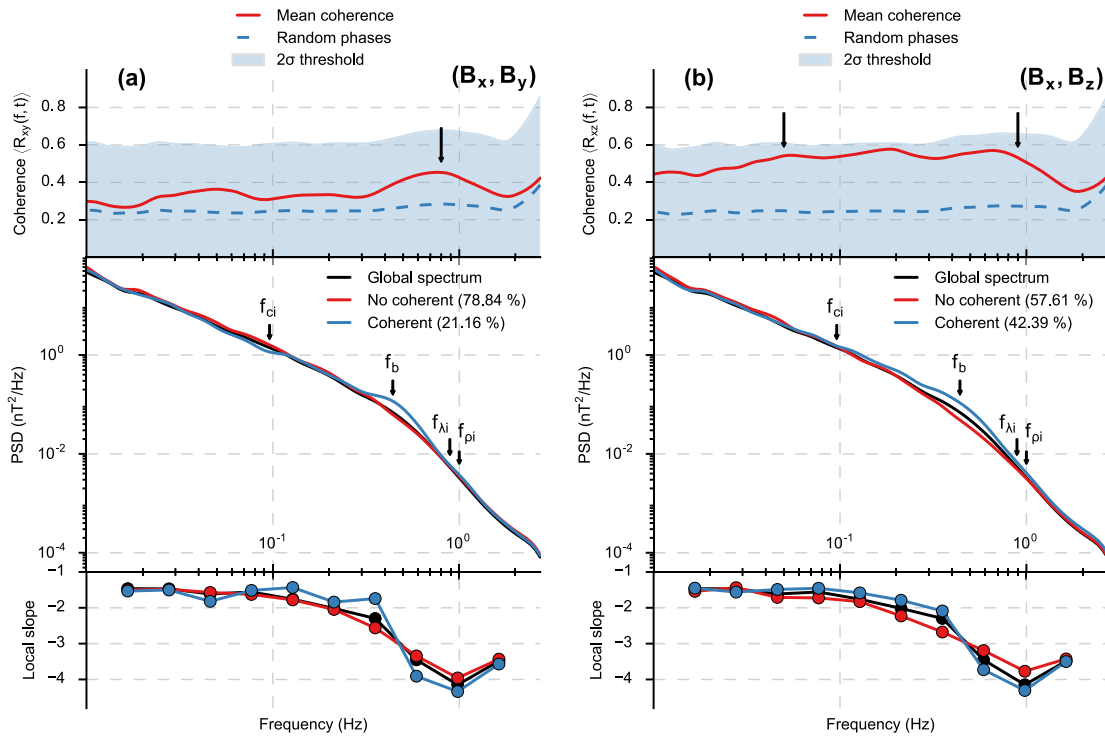


FIGURE III.25 – Cohérence moyenne et spectres pour les couples  $(B_x, B_y)$  (panneaux de gauche) et  $(B_x, B_z)$  (panneaux de droite). Panneaux supérieurs : Cohérence moyennée sur le temps (rouge), moyenne et deux fois l'écart-type des données avec des phases aléatoires (pointillés et zone bleue) en fonction de la fréquence. Panneaux centraux : spectre magnétique sur tout l'intervalle (noir), spectre filtré pour les événements cohérent (bleu) et non-cohérent (rouge). Panneaux inférieurs : pentes locales des spectres des panneaux centraux (même code couleur).

(multiplié par deux) pour ces mêmes signaux  $\langle \sigma_{ij}^{random}(f, t) \rangle_t$  est indiqué par la zone bleue remplie. On peut voir que  $\langle R_{xy}(f, t) \rangle_t$  augmente juste avant  $f_b \simeq 0,4$  Hz et atteint un maximum de  $\langle R_{xy}(f, t) \rangle_t = 0,46$  autour de  $f = 0,8$  Hz. Cette gamme de fréquences correspond à l'activité des ondes ion cyclotron.

La cohérence moyenne pour les composantes  $B_x$  et  $B_z$ , figure III.25 (en haut à droite), forme un plateau autour de  $\langle R_{xz}(f, t) \rangle_t \sim 0,5$  entre  $f = 5 \times 10^{-2}$  et  $f = 0,9$  Hz (indiqué par les deux flèches verticales). Cette augmentation de la cohérence sur une large gamme de fréquences correspond à la présence de structures cohérentes, principalement des couches de courant et des vortex d'Alfvén sur toutes ces échelles. On notera que grâce à cette représentation, il apparaît clair que la plus petite échelle couverte par les structures cohérente coïncide avec le maximum local de la cohérence moyenne  $\langle R_{xz}(f, t) \rangle_t$  à  $0,7$  Hz (vers la fin du plateau), et que cette échelle est proche de la fréquence de cassure  $f_b$ .

Ici, les résultats proches et au-delà de  $1,6$  Hz doivent être interprétés avec précaution, car nous ne connaissons pas la contribution exacte du bruit. Enfin, les effets des filtres instrumentaux sur la phase du signal et sur la cohérence aux fréquences proches de la fréquence de Nyquist restent à déterminer.

Comparons maintenant les spectres individuels au spectre global de tout l'intervalle (figure III.25, panneaux du milieu). Ici le spectre des fluctuations cohérentes  $E^c$  est indiqué en bleu, le spectre de la partie non-cohérente  $E^{nc}$  est en rouge et le spectre global en noir. A noter que le spectre global est la moyenne pondérée des spectres cohérent et non cohérent<sup>5</sup>.

Ici, on observe que les spectres cohérents sont plus intenses que les spectres non-cohérents dans la gamme de fréquences où la cohérence est la plus haute (voir les panneaux du haut), c'est-à-dire autour de  $f_b$  pour  $(B_x, B_y)$  et entre  $f_{ci}$  et  $f_{pi}$  pour  $(B_x, B_z)$ .

Ces résultats sont en accord avec les informations données par les spectrogrammes de la figure III.8 qui montrent que les structures cohérentes sont parmi les événements les plus énergiques de l'intervalle.

Pour  $(B_x, B_y)$ , les ondes affectent le spectre en créant un surplus d'énergie autour de leur fréquence propre comme nous l'avons vu dans la section III.2 ce qui crée une bosse sur le spectre cohérent. Pour  $(B_x, B_z)$ , le spectre cohérent (en bleu) commence à dévier du spectre global (en noir) autour de  $f \geq f_{ci}$ , d'autant plus visible sur la pente locale, en bas à droite de la figure III.25. Dans le domaine inertiel ( $f < f_{ci}$ ), la pente locale du spectre cohérent est plus plate  $\alpha_c(0,2 \text{ Hz}) \simeq -1,8$  que le spectre non-cohérent  $\alpha_{nc}(0,2 \text{ Hz}) \simeq -2,3$  tandis que la tendance s'inverse autour des échelles ioniques ( $\alpha_c(0,6 \text{ Hz}) \simeq -3,8$  et  $\alpha_{nc}(0,6 \text{ Hz}) \simeq -3,2$ ). Ces observations peuvent s'expliquer par le fait que le spectre observé est une moyenne des spectres des structures cohérentes comme les couches de courant et les vortex d'Alfvén et c'est pourquoi on retrouve un spectre similaire à ceux obtenus dans la section III.1, à savoir une zone

5. Le spectre sur tout l'intervalle de temps est

$$E^{global}(f) = E^c(f) \frac{N_c}{N_{tot}} + E^{nc}(f) \frac{N_{nc}}{N_{tot}},$$

où  $N_{c/nc/tot}$  sont respectivement les nombres de points utilisés pour calculer le spectre cohérent, non-cohérent et global.

à basse fréquence où la pente est plutôt faible et une zone à haute fréquence avec une pente très raide. La pente locale du spectre global suit celle du spectre cohérent, on peut en déduire que la tendance globale est imposée par la partie cohérente des fluctuations magnétiques. Le spectre des structures cohérentes génère ainsi une rupture nette de la pente. En effet les structures contribuent massivement au spectre sur un grand nombre de fréquences jusqu'à leur fréquence caractéristique, proche de  $f_b$ . À  $f_b$ , leur contribution au spectre diminue considérablement et la pente en valeur absolue augmente brusquement.

Le spectre global est une moyenne des spectres des zones cohérente et non-cohérente, et sa forme dépend donc en partie du pourcentage de cohérence dans l'intervalle. Nous définissons le pourcentage d'événements cohérents dans un plan donné  $(B_i, B_j)$  comme le ratio entre les temps cohérents et le temps total. Il s'ensuit que, pour cet intervalle particulier des données Wind, la contribution (en terme de temps) des ondes ion cyclotron au spectre global est de l'ordre de 20%, et est inférieure à celle des structures cohérentes (autour de 40%).

D'après nos observations, le spectre turbulent aux échelles ioniques dans le vent solaire rapide est (voir la figure III.26) la superposition d'ondes (courbe bleu), de structures cohérentes (courbe rouge) et de fluctuations non-cohérentes (courbe orange).

Ces fluctuations non-cohérentes et non polarisées ont un spectre qui peut être modélisé par une loi de puissance multipliée par une coupure exponentielle :

$$E(f) = E_0 f^\alpha \exp(-f/f_0), \quad (\text{III.3.1})$$

avec  $E_0 = 6,4 \times 10^{-2}$  (en exprimant les fréquences en Hz et le champ magnétique en nT),  $\alpha = -1,46$  et  $f_0 = 0,31$  Hz (voir l'ajustement en ligne pointillée noire). Le modèle décrit l'évolution du spectre sur trois décades avec un nombre minimal de paramètres libres. Le spectre compensé (courbe noire) de la figure III.27 permet de mieux apprécier la pertinence du modèle exponentiel (les autres spectres compensés sont aussi représentés pour comparaison). On peut constater que le spectre compensé est plat sur toutes les fréquences mesurées, entre  $3 \times 10^{-3}$  et 2 Hz, ce qui indique que le modèle exponentiel fonctionne relativement bien. Cependant la gamme de fréquences après la coupure exponentielle ( $f > f_0$ ) n'est pas suffisamment étendue pour conclure sur une quelconque implication physique de cet ajustement et il sera nécessaire d'utiliser à la fois des simulations numériques et des observations sur une gamme de fréquences plus étendue pour comprendre quels sont les phénomènes qui peuvent engendrer une décroissance exponentielle.

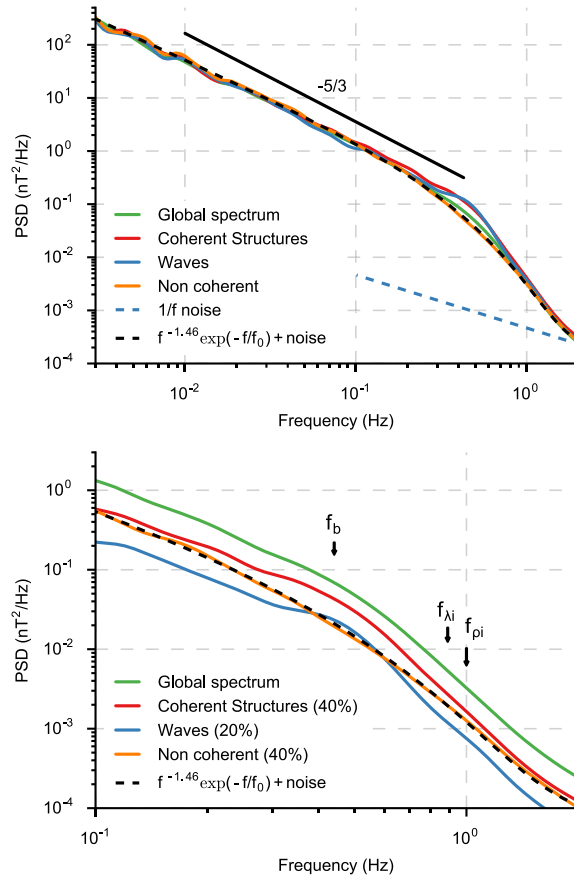


FIGURE III.26 – La transition ionique comme une superposition de différents types d'évènement. Panneau supérieur : spectre total (vert), spectre correspondant aux ondes (ligne continue bleue), aux structures cohérentes (rouge) et à la partie non-cohérente du signal (orange) ; bruit en  $1/f$  (pointillés bleus) ; ajustement exponentiel de la partie non-cohérente (pointillés noirs). Panneau inférieur : zoom autour de la zone de transition ( $[0.1, 2]$  Hz, les couleurs sont identiques au panneau supérieur) ; les spectres sont renormalisés en fonction de leur contribution respective au spectre total.

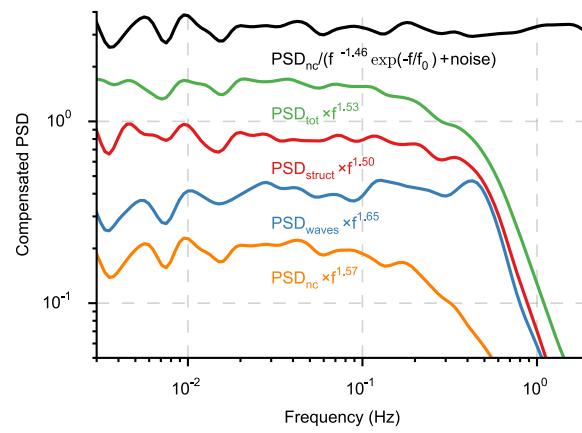


FIGURE III.27 – Spectres de la figure III.26 compensés : la partie non-cohérente est compensée par l’ajustement exponentiel (noir) et les autres sont compensés par leur loi de puissance respective pour comparaison (code couleur identique à celui de la figure III.26).

# Chapitre IV

## Loi d'échelle et intermittence, approche statistique d'un problème local

Dans le chapitre précédent nous avons vu que le signal turbulent magnétique contient une multitude de structures cohérentes et que ces structures peuvent jouer un rôle très important aux échelles ioniques. En particulier, comme nous avons pu le constater, ces structures concentrent une grande partie de l'énergie des fluctuations et peuvent influencer la forme du spectre. Cependant, notre étude manque encore de généralité. D'une part, même si grâce aux données STEREO nous avons eu un aperçu des différents cas que l'on peut rencontrer dans le vent solaire, nous n'avons finalement étudié en détail que quelques cas particuliers, à savoir un intervalle où la cassure spectrale est très marquée (données Wind) et plusieurs autres où des ondes basses fréquences sont observées pendant plusieurs dizaines de minutes (données STEREO). D'autre part notre méthode de sélection des événements cohérents comporte des limitations comme la nécessité de définir un seuil de cohérence, la définition d'un repère adapté ou encore le temps nécessaire au traitement d'un échantillon statistiquement représentatif. Pour remédier à ces problèmes, on peut se tourner non pas vers une mesure locale de l'influence des structures cohérentes, mais plutôt vers une mesure statistique.

Dans la littérature, les structures cohérentes sont souvent liées implicitement au caractère non-gaussien des distributions des fluctuations et plus particulièrement à l'intermittence. Mais qu'est-ce qui prouve le lien entre ces deux phénomènes qui semblent à première vue distincts ?

Il se trouve qu'en mélangeant aléatoirement les phases d'un signal turbulent intermittent<sup>1</sup>, on obtient une distribution parfaitement gaussienne. La figure IV.1 extraite de la *tesi di laurea* de Claudia Rossi (2011) [121] montre sur la première ligne les densités de probabilité (ou PDF) des fluctuations du champ magnétique normalisées par l'écart type du signal, mesurées par Cluster pour différentes échelles temporelles (0,08, 0,16 et 0,64 s). La seconde ligne représente le même signal pour lequel les

---

1. Pour mélanger les phases d'un signal, on effectue la transformée de Fourier de ce signal, on remplace les phases existantes par des valeurs tirées au hasard entre  $-\pi$  et  $\pi$  et on fait la transformée de Fourier inverse du signal pour revenir dans l'espace réel.

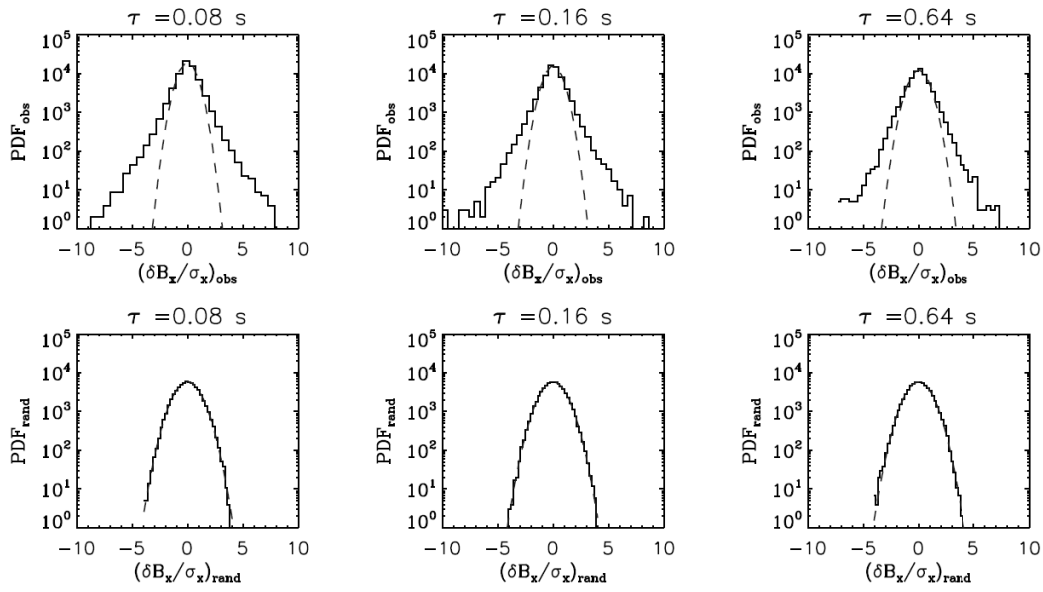


FIGURE IV.1 – Première ligne : densités de probabilité des fluctuations du champ magnétique normalisées par l'écart type du signal, mesurées par Cluster pour différentes échelles temporelles (0,08, 0,16 et 0,64 s). Seconde ligne : densités de probabilité des mêmes signaux mais pour lesquels les phases ont été remplacées par des valeurs aléatoires tirées uniformément entre  $-\pi$  et  $\pi$ .

phases ont été remplacées par des valeurs aléatoires tirées uniformément entre  $-\pi$  et  $\pi$ . Le caractère intermittent observable sur la première ligne a complètement disparu sur la seconde, ce qui met en évidence le rôle que jouent les structures cohérentes dans l'apparition des queues non-gaussiennes.

Par ailleurs, les études de Alexandrova et al. (2006) [110], Alexandrova & Saur (2008) [122] et Perrone et al. (2016) [123] ont mis en évidence que tous les événements sélectionnés en dehors du coeur gaussien des distributions intermittentes (en utilisant un seuillage sur l'énergie) sont bel et bien des structures cohérentes. Par contre, on ne peut pas affirmer qu'il n'existe pas de structures cohérentes cachées dans le coeur gaussien de ces distributions.

Ces deux évidences observationnelles nous permettent de conclure que la détection de queues non-gaussiennes implique la présence de structures cohérentes. En d'autres termes, la forme de la distribution non-gaussienne est la conséquence de la présence de structures cohérentes. Si on arrive à décrire les distributions des fluctuations magnétiques à partir de quelques paramètres et si on arrive à relier ces paramètres à l'évolution du spectre (à l'aide d'un modèle), alors on disposera d'un outil efficace qui pourra nous permettre de généraliser les conclusions du chapitre précédent.

L'un des outils les plus communément utilisés pour quantifier la déviation à la gaussianité est le kurtosis. C'est le moment centré et réduit d'ordre quatre (voir la partie sur les distributions dans l'annexe C) qui permet de mesurer l'aplatissement d'une distribution. L'aplatissement est d'autant plus élevé qu'il existe de rares événements extrêmes qui s'écartent du coeur de la distribution. Il est généralement utilisé pour déterminer à quel point l'intermittence est forte.

Dans le chapitre précédent, nous avons représenté sur la figure III.7 le kurtosis pour l'intervalle de Leamon et al. (1998) [73]. Nous avons vu que, pour les composantes  $x$  et  $y$ , le kurtosis augmente jusqu'aux échelles ioniques (pour  $f < f_{ci}$ ) et forme ensuite un plateau jusqu'à 1 Hz. La composante  $y$  augmente alors de nouveau. La composante  $z$  augmente, elle, en continue pour finalement saturer autour de 1 Hz (autour de  $f_{\lambda i}$  et/ou  $f_{\rho i}$ ). Comment interpréter toutes ces variations ? Peut-on les relier à la présence, la génération ou encore la disparition de structures cohérentes ? Toutes ces questions montrent bien que le kurtosis seul n'est pas suffisant pour caractériser l'évolution de l'intermittence.

Une autre approche consiste à utiliser les moments en valeur absolue des distributions, les fonctions de structure  $S^p(l)$  d'ordre  $p$  (voir le chapitre I et l'annexe C). Elles servent à obtenir une mesure quantitative de comment les distributions des fluctuations turbulentes changent en fonction de l'échelle  $l$  (ou de la fréquence  $f$ ). L'analyse des fonctions de structure peut nous éclairer sur les caractéristiques des fluctuations, en particulier lorsqu'on les compare à une loi de puissance de la forme [124] :

$$S^p(l) = l^\zeta. \quad (\text{IV.0.1})$$

En échelle logarithmique, la pente  $\zeta$  indique le niveau d'intermittence. Plus la pente est raide et plus le signal est intermittent (plus les queues non-gaussiennes sont importantes). Un plateau ( $\zeta \simeq 0$ ) est généralement associé à l'absence d'intermittence dans le signal. Comme on peut s'y attendre, les fonctions de structure générées à partir de distributions gaussiennes sont généralement plates. Un changement de pente en fonction de l'échelle indique un changement de nature de l'intermittence.



Il faut cependant rester prudent avec les fonctions de structure car la tendance de la pente n'est pas un indicateur infallible de l'intermittence. Par exemple, on peut montrer qu'un signal généré à partir d'un mouvement brownien fractionnaire [125], dont les distributions des fluctuations sont gaussiennes, peut être construit de telle manière que ses fonctions de structure ne soient pas plates ( $\zeta \neq 0$ ) [126]. Toutefois, lorsque le caractère intermittent des distributions est avéré, la relation entre la pente  $\zeta$  et le degré d'intermittence est généralement vrai.

Si  $\zeta$  est une fonction linéaire de  $p$ , l'ordre de la fonction de structure, c'est-à-dire que  $\zeta(p) = Hp$  (où  $H$  est l'exposant de Hurst), alors le système est autosimilaire. Un système autosimilaire peut être décrit par un comportement fractal, on parle de description monofractale. Un exposant  $\zeta$  dont le comportement en fonction de  $p$  est non-linéaire indique une absence d'autosimilarité, relié à l'existence simultanée de plusieurs lois d'échelle fractales, on parle alors de comportement multifractal.

Dès les années 60 la loi autosimilaire de Kolmogorov [18] prédisant que  $\zeta(p)$  se comporte comme une fonction linéaire de  $p$  ( $\zeta(p) = p/3$ , voir l'annexe C.3 pour plus de détails) était déjà discutée, mais il a fallu attendre les années 80 et les premiers enregistrements très précis de la vitesse d'un écoulement turbulent pour voir vraiment se développer les modèles prenant en compte l'intermittence. Parmi ceux-ci on retrouve les différents modèles de cascade d'énergie proposés par Mandelbrot [127] en turbulence pleinement développée, qui sont les prémices de l'analyse multifractale. C'est en 1985 que Parisi et Frisch formalisent cette approche dans leur étude des données expérimentales [128].

L'analyse multifractale est une approche géométrique qui a pour but l'étude de fonctions (signaux) dont la régularité ponctuelle peut varier d'un point à un autre (comme c'est le cas pour un signal intermittent) [129, 130].

La plupart des modèles existants pour décrire les distributions intermittentes des écoulements turbulents sont basés sur une description multifractale de la turbulence. Parmi ces modèles, on retrouve en particulier le modèle de Castaing (1990) [131]. Il décrit les distributions comme une somme continue de gaussiennes  $\mathcal{N}(\mu, \sigma^2)$  d'espérance  $\mu$  nulle et dont les écarts-types  $\sigma$  sont distribués de manière log-normale,

$$L(\sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\lambda}} \exp\left[-\frac{\ln^2(\sigma/\sigma_0)}{2\lambda^2}\right], \quad (\text{IV.0.2})$$

comme le suggère la phénoménologie de Kolmogorov (1962) [132]. Les paramètres  $\lambda$  et  $\sigma_0$  contrôlent la forme de la distribution log-normale et dépendent des propriétés de l'écoulement. La fonction de distribution des fluctuations turbulentes est obtenue par convolution de la distribution gaussienne  $\mathcal{N}(0, \sigma^2)$  avec la distribution log-normale  $L(\sigma)$  :

$$P = \int L(\sigma)\mathcal{N}(0, \sigma^2)d\sigma. \quad (\text{IV.0.3})$$

Ce modèle a été appliqué avec succès à des écoulements hydrodynamiques, mais aussi aux données provenant du vent solaire [44] et permet, à partir de quelques paramètres ( $\lambda$  et  $\sigma_0$ ), de remonter à la forme de la distribution. Il existe également d'autres exemples de modèles théoriques, basés sur le formalisme multifractal, qui intègrent le comportement exponentiel des queues des distributions, comme ceux de [133], [134] ou encore [135].

Dans leurs travaux, Barndorff-Nielsen et al. (2004) [136] et Birnir (2013) [137], proposent une approche clairement différente. Contrairement aux modèles précédemment cités, ils n'utilisent pas du tout le formalisme multifractal. Leur approche se base non pas sur une description géométrique mais stochastique de la turbulence.

Le concept d'équation différentielle stochastique généralise celui d'équation différentielle ordinaire aux processus stochastiques. Elles servent de modèle mathématique à des systèmes faisant intervenir deux types de forces, l'une déterministe et l'autre aléatoire. Par exemple, le mouvement d'une particule mésoscopique dans un fluide ou un gaz peut être décrit par une équation stochastique de la forme :

$$ma = F_{ext} + F_{stoch}. \quad (\text{IV.0.4})$$

Ici  $a$  est l'accélération,  $F_{ext}$  décrit une force extérieure déterministe, par exemple la gravité ou une force électromagnétique et  $F_{stoch}$  décrit l'effet des collisions erratiques des molécules du fluide avec la particule mésoscopique ( $m$  est la masse de la particule). Le mouvement des molécules n'étant pas connu en détail, nous voulons modéliser le second terme par une force aléatoire, ou un bruit. La manière de modéliser le bruit dépend évidemment de la nature du fluide et des échelles de temps et de longueur en jeu. La situation la plus simple correspond au cas où on peut considérer que le bruit est un bruit blanc<sup>2</sup>. Celui-ci est modélisé mathématiquement par le mouvement Brownien (ou processus de Wiener) qui peut lui-même être vu comme la limite continue d'une marche aléatoire.

Dans son étude de 2013 [137], Birnir a montré, à partir de l'équation stochastique de Navier Stokes [138], que les fluctuations de la vitesse sont distribuées selon la distribution normale inverse-gaussienne (NIG pour *normal inverse gaussian* en anglais).

La distribution NIG est une fonction de quatre paramètres étudiée en détail par Barndorff-Nielsen [139]. Mais c'est seulement en 2004 que Barndorff-Nielsen a montré pour la première fois, en utilisant trois ensembles de données hydrodynamiques distincts, que cette classe de distribution permettait de décrire les distributions intermittentes observées en turbulence hydrodynamique [136]. Dans la section suivante nous allons voir en détail les propriétés de cette distribution.

## IV.1 La distribution gaussienne normale-inverse

La distribution NIG n'a été que récemment reliée à l'équation stochastique de Navier Stokes [137]. À la base cette distribution a été définie comme un mélange gaussien où la densité de mélange  $g$  est la loi inverse-gaussienne [140] (c'est de là que provient son nom). Pour faire simple, le mélange gaussien peut être vu comme le mélange d'un certain nombre de sous-population, chacune distribuée selon une loi normale. On notera ici une certaine similitude avec le modèle de Castaing (1990) [131], qui lui aussi est basé sur une superposition de gaussiennes.

Formellement la distribuion NIG est une fonction de quatre paramètres. D'après

---

2. On rencontre cette situation lorsque le temps de décorrélation des molécules est négligeable par rapport à l'échelle de temps caractéristique de la particule. Le temps de corrélation d'une molécule représente le temps moyen nécessaire à celle-ci pour effectuer une rotation d'un radian.

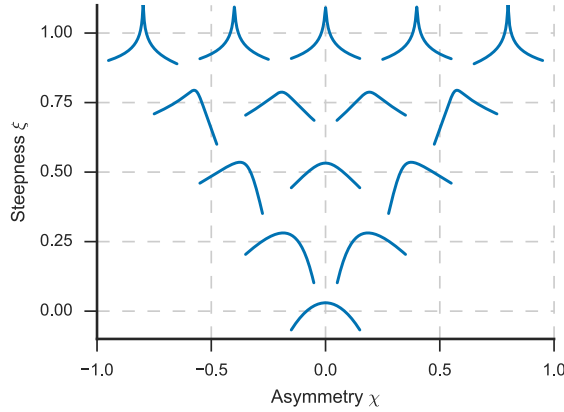


FIGURE IV.2 – Triangle de la distribution NIG. Il représente les densités de probabilité en échelle logarithmique centrées et de variance 1 correspondant aux couples  $(\chi, \xi) = (\pm 0, 8; 0, 999), (\pm 0, 4; 0, 999), (0, 0; 0, 999), (\pm 0, 6; 0, 75), (\pm 0, 2; 0, 75), (\pm 0, 4; 0, 5), (0, 0; 0, 5), (\pm 0, 2; 0, 25)$  et  $(0, 0; 0, 0)$ . Il permet de représenter simplement la diversité des courbes modélisables à l'aide de cette classe de distribution.

[136], la PDF de la distribution NIG est donnée par :

$$p(x; \alpha, \beta, \mu, \delta) = \frac{\alpha \delta K_1(\alpha \sqrt{\delta^2 + (x - \mu)^2})}{\pi \sqrt{\delta^2 + (x - \mu)^2}} e^{\delta \gamma + \beta(x - \mu)} \quad (\text{IV.1.1})$$

où  $K_1$  est la fonction de Bessel modifiée du troisième type d'indice 1.  $\alpha$  mesure l'amplitude des queues exponentielles de la distribution, plus  $\alpha$  est grand et plus la quantité (absolue) de queues est faible.  $\beta$  mesure l'asymétrie absolue de la distribution et est défini tel que  $0 \leq |\beta| < \alpha$ .  $\gamma = \sqrt{\alpha^2 - \beta^2}$  et  $\mu \in \mathbb{R}$  détermine la localisation (le centre) de la distribution.  $\delta \in \mathbb{R}_+^*$  est le paramètre d'échelle<sup>3</sup> tel que :

$$p(x; \alpha, \beta, \mu, \delta) = \frac{1}{\delta} p(x/\delta; \alpha\delta, \beta\delta, \mu/\delta, 1). \quad (\text{IV.1.2})$$

Il est vrai que cette classe de distribution comporte deux paramètres de plus que le modèle de Castaing (1990) [131], mais cette spécificité contribue à la rendre plus flexible et permet entre autre de modéliser les distributions asymétriques des fluctuations de vitesse dans le cas hydrodynamique [136] et offre aussi la possibilité de modéliser des distributions non-centrées.

La distribution NIG possède ses propres moments pour décrire l'asymétrie (*skewness*) et l'aplatissement (kurtosis ou *flatness*). Le paramètre d'inclinaison  $\xi$  permet d'avoir une idée de l'importance des queues de distribution et remplace donc le kurtosis. Il est défini comme :

$$\xi = \frac{1}{\sqrt{1 + \delta \gamma}}. \quad (\text{IV.1.3})$$

3. En théorie des probabilités et en statistiques, un paramètre d'échelle est un paramètre qui régit l'aplatissement d'une famille paramétrique de lois de probabilités. Il s'agit principalement d'un facteur multiplicatif.

Le paramètre d'asymétrie (relative)  $\chi$  remplace l'asymétrie classique (*skewness*) et est défini comme :

$$\chi = \frac{\beta}{\alpha} \xi. \quad (\text{IV.1.4})$$

Il correspond au paramètre d'asymétrie absolue  $\beta$  normalisé pour tenir compte du paramètre d'échelle et de l'amplitude des queues. Ces paramètres sont invariants par translation et changement d'échelle. De plus, ils sont bornés de manière à ce que  $\chi \in ]-1, 1[$  et  $\xi \in ]0, 1[$ . Leur domaine de variation définit le triangle NIG de la figure IV.2 qui permet d'avoir un aperçu de toutes les formes de distribution que comporte la classe NIG. Les distributions représentées ont toutes une variance de 1.

Les distributions avec  $\chi = 0$  sont symétriques. Pour  $(\chi, \xi)$  proche de  $(0, 0)$  on obtient une distribution gaussienne tandis que pour  $(0, 1)$  on obtient une distribution de Cauchy. Comme on peut le voir sur la figure IV.2 la classe de distribution NIG est vraiment flexible et comprend des distributions avec de larges queues exponentielles, des distributions asymétriques, ainsi que la distribution gaussienne. Grâce au couple  $(\chi, \xi)$  on peut savoir facilement à quelle forme de distribution on a affaire, alors qu'il est difficile de se représenter à quoi ressemble une distribution dont le kurtosis vaut 100 voir 1000.

La distribution NIG possède une fonction génératrice de moments (cf. annexe C pour plus de détails sur les fonctions génératrice de moments) :

$$M_X(z) = e^{\mu z + \delta(\gamma - \sqrt{\alpha^2 - (\beta+z)^2})}. \quad (\text{IV.1.5})$$

À partir de cette fonction, il est simple de calculer les différents moments de la distribution. Les quatre premiers moments (classiques) sont donnés ci-dessous :

$$\begin{aligned} \kappa_1 &= \mu + \delta\beta/\gamma && \text{Moyenne (Mean)} \\ \kappa_2 &= \delta\alpha^2/\gamma^3 && \text{Variance} \\ \kappa_3 &= 3\beta/(\alpha\sqrt{\delta\gamma}) && \text{Asymétrie (Skewness)} \\ \kappa_4 &= 3(1 + 4\beta^2/\alpha^2)/(\delta\gamma) && \text{Aplatissement (Excess kurtosis or flatness)} \end{aligned} \quad (\text{IV.1.6})$$

## IV.2 Une description valable pour toutes les fréquences observables : des échelles MHD aux échelles cinétiques

Considérons les fluctuations magnétiques dans le vent solaire des échelles MHD jusqu'aux échelles cinétiques. Est-ce que la classe de distribution NIG est suffisamment flexible pour décrire la turbulence du vent solaire sur toutes ces échelles ?

Pour décrire les échelles les plus grandes possible tout en gardant des paramètres du plasma relativement stables, j'ai utilisé 3 jours de données provenant de la sonde STEREO A (données MAG et PLASTIC, du 20 Février 2008 à 00 :00 :00 au 24 Février 2008 à 00 :00 :00 UTC). Pour couvrir les plus petites échelles je me suis servi d'une heure de données magnétiques en mode rafale provenant de Cluster C4 (FGM, STAFF-SC, du 30 Janvier 2007 à 00 :10 :00 au 30 Janvier 2007 à 01 :10 :00 UTC) complétée par les mesures de Cluster C3 (CIS, sur la même période) pour obtenir les données particules. Les détails sur les sondes et leurs instruments sont disponibles dans l'annexe E.

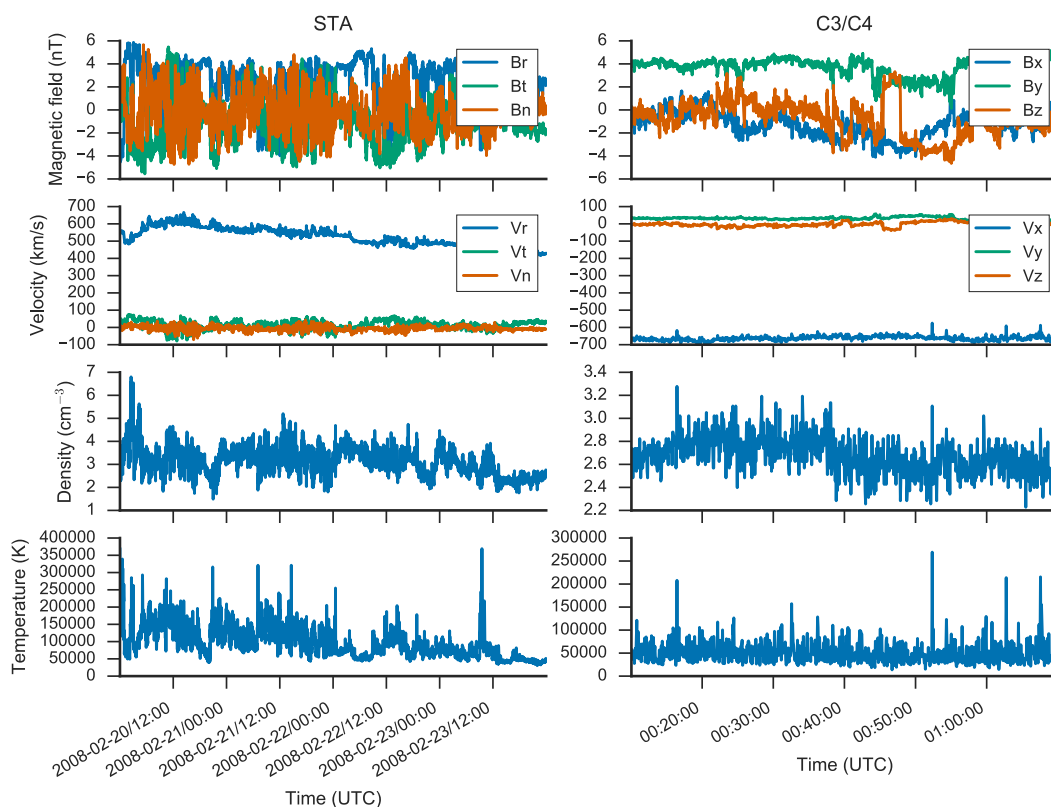


FIGURE IV.3 – Panneau de gauche : données de STEREO dans le repère RTN du 20 Février 2008 à 00 :00 :00 au 24 Février 2008 à 00 :00 :00 UTC. Panneau de droite : données des sondes Cluster C3 et C4 dans le repère GSE du 30 Janvier 2007 à 00 :10 :00 au 30 Janvier 2007 à 01 :10 :00 UTC. La première ligne représente les données magnétiques (STA/MAG et C4/FGM). Les trois autres lignes correspondent dans l'ordre à la vitesse, la densité et la température des protons (STA/PLA et C4/CIS).

La figure IV.3 montre les données des trois sondes. Le panneau de gauche correspond aux données de STEREO dans le repère RTN tandis que le panneau de droite correspond à celles obtenues à partir des Cluster C3 et C4 dans le repère GSE. La première ligne représente les données magnétiques (STA/MAG et C4/FGM). Les trois autres lignes correspondent dans l'ordre à la vitesse, la densité et la température des protons (STA/PLA et C4/CIS). Grâce aux données magnétiques, nous pouvons étudier les distributions des fluctuations du champ magnétique à partir d'environ  $4 \times 10^{-6}$  jusqu'à environ 225 Hz (la résolution de STAFF-SC en mode rafale est de l'ordre de 450 Hz). Les données protons permettent, quant à elles, de vérifier que l'intervalle est relativement homogène et de comparer les conditions du plasma dans les deux cas.

L'intervalle mesuré par STEREO s'étend sur trois jours, les fluctuations à grande échelle du champ magnétiques sont relativement fortes ( $\delta B_R / \langle |B| \rangle_{3 \text{ jours}}$  (moyenné sur 3 jours) de l'ordre de 0,48) et la vitesse du vent décroît progressivement allant d'environ 600 km/s à un peu plus de 400 km/s. La densité oscille assez fortement entre de 2 et  $5 \text{ cm}^{-3}$ . La température est de l'ordre de  $10^5 \text{ K}$ .

Pour l'intervalle mesuré par Cluster (une heure), les fluctuations à grande échelle du champ magnétique sont beaucoup plus faibles ( $\delta B_x / \langle |B| \rangle_{1 \text{ heure}}$  (moyenné sur 1 heure) de l'ordre de 0,25) et la vitesse du vent est stable autour de 680 km/s. La densité oscille cette fois entre 2,4 et  $3 \text{ cm}^{-3}$ . La température est de l'ordre de  $5 \times 10^4 \text{ K}$ .

Les densités de probabilité des fluctuations du champ magnétique sont construites à partir des coefficients d'ondelette obtenus comme dans les chapitres précédents à partir de l'ondelette Coiflet C12 et en utilisant l'estimation par noyau<sup>4</sup> (abrégé par la suite en KDE) avec un noyau gaussien.

Pour ajuster les distributions NIG, j'ai appliqué deux méthodes pour chacune des sondes et des fréquences. L'utilisation conjointe de deux méthodes d'ajustement permet d'établir une incertitude liée à la méthode d'ajustement elle-même. La première méthode utilisée est celle des moindres carrés. Elle a l'avantage d'être simple à utiliser et de toujours nous donner une courbe très proche de celle qu'on observe. La seconde est un ajustement par maximum de vraisemblance (MLE) [143]. L'avantage de celle-ci est qu'elle ne nécessite pas de construire d'histogramme (ou de KDE), on ne fait donc pas d'hypothèse sur la taille des classes (*bins* en anglais) et on maximise le nombre de points utilisables pour l'estimation. Puisque l'estimation ne se fait pas à partir des histogrammes, il arrive parfois que cette méthode nous donne des résultats qui ne ressemblent pas forcément aux distributions estimées. La méthode de maximum de vraisemblance se base sur la maximisation d'un estimateur  $L$  propre au modèle utilisé. Cependant, les méthodes numériques sont généralement adaptées pour minimiser des quantités, c'est pourquoi on définit  $\mathcal{L} = -\ln(L)$ . Maximiser l'estimateur  $L$  revient alors à minimiser l'estimateur  $\mathcal{L}$ . Pour la distribution NIG  $\mathcal{L}$  est définie comme :

$$\mathcal{L} = -N \ln(\pi) + N \ln(\alpha) + N(\delta\gamma - \beta\mu) - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \phi(x_i) + \beta \sum_{i=1}^N x_i + \sum_{i=1}^N K_1(\delta\alpha\phi(x_i)^{1/2}), \quad (\text{IV.2.1})$$

4. L'estimation par noyau peut être vue comme une version continue de la méthode des histogrammes, pour plus de détails voir l'annexe C et [141, 142].

où  $N$  est le nombre d'observations  $(x_i)_{i \in N}$ . Des détails supplémentaires sur la méthode MLE peuvent être trouvés dans [143].

Les paramètres initiaux des ajustements sont obtenus en utilisant les moments calculés directement à partir des données et en inversant les équations IV.1.6. La figure IV.4 illustre les résultats de l'ajustement MLE des densités de probabilité estimées avec un noyau gaussien (lignes bleues) en utilisant la classe des distributions NIG (lignes oranges pointillées) pour chacun des trois instruments (enregistrant des données magnétiques). Chaque panneau représente une fréquence sélectionnée dans le domaine de fonctionnement de l'un des trois instruments. De haut en bas on a :  $9,8 \times 10^{-4}$  Hz (STA/MAG), 0,52 Hz (C4/FGM) et 26 Hz (C4/STAFF-SC). L'ajustement par moindres carrés n'est pas montré car il est très similaire à celui par MLE pour ces fréquences. Les ajustements gaussiens (traits pointillés verts) sont présentés à titre comparatif.

Comme attendu pour un écoulement turbulent intermittent, les distributions montrent des queues fortement non-gaussiennes. On peut constater un bon accord entre les observations et les distributions NIG et ce même dans le panneau supérieur où la distribution est légèrement asymétrique. Cela n'apparaît pas sur ces figures mais la concordance entre données et ajustements semble diminuer à très basse fréquence en raison du manque de points de mesure (causé par la décimation de la transformée en ondelette discrète<sup>5</sup>). Toujours à basse fréquence on note une différence significative selon la technique d'ajustement utilisée (MLE ou moindres carrés), la technique des moindres carrés a tendance à suivre plus fidèlement la courbe de la densité de probabilité.

Grâce à ces ajustements, on obtient une paramétrisation des densités de probabilité. En utilisant les quatre paramètres de la distribution NIG, on devrait pouvoir décrire avec précision l'évolution de la distribution en fonction de la fréquence et en particulier nous devrions pouvoir suivre l'évolution des queues (via le paramètre  $\alpha$ ), l'asymétrie (via le paramètre  $\beta$ ), la localisation (via le paramètre  $\mu$ ) et les variations globales d'amplitude (via le paramètre d'échelle  $\delta$ ). Pour simplifier la suite de l'étude, on va utiliser  $\alpha^{-1}$  pour caractériser les queues intermittentes plutôt que  $\alpha$ , ainsi on dispose d'un paramètre qui augmente lorsque l'amplitude absolue des queues intermittentes augmente. La figure IV.5 montre l'ensemble des paramètres d'ajustement ainsi que les paramètres  $\alpha^{-1}$  et  $\delta$  compensés par  $f^{0.84}$  (pour mieux mettre en évidence leur évolution) en fonction de la fréquence en échelle logarithmique. Les courbes bleue, verte et orange représentent respectivement les ajustements faits pour les données STEREO A/MAG, Cluster 4/FGM et Cluster 4/STAFF-SC. Chaque étoile correspond à une distribution. Les échelles caractéristiques ioniques sont indiquées par les triangles (bleu pour STEREO et orange pour Cluster) dans les panneaux des paramètres compensés.

La figure IV.5 montre tout d'abord que les paramètres de localisation ( $\mu$ , en haut à gauche) et d'asymétrie absolue ( $\beta$ , en haut à droite) restent proches de 0 pour la majeure partie des fréquences observables, ce qui indique que toutes les distributions sont plus ou moins symétriques et centrées. Les fluctuations du paramètre  $\mu$  pour les premiers points de mesure de STA/MAG et C4/FGM sont dues aux manques de données à basse fréquence. On constate aussi que  $\beta$  augmente significativement à partir d'environ 10 Hz indiquant une perte de symétrie et une prédominance des fluctuations

5. Pour chaque étape de la transformée en ondelettes, c'est-à-dire pour chaque fréquence, le nombre de points disponible correspond à celui disponible à l'étape précédente divisé par deux.

IV.2. UNE DESCRIPTION VALABLE POUR TOUTES LES FRÉQUENCES OBSERVABLES : DES ÉCHELLES MH

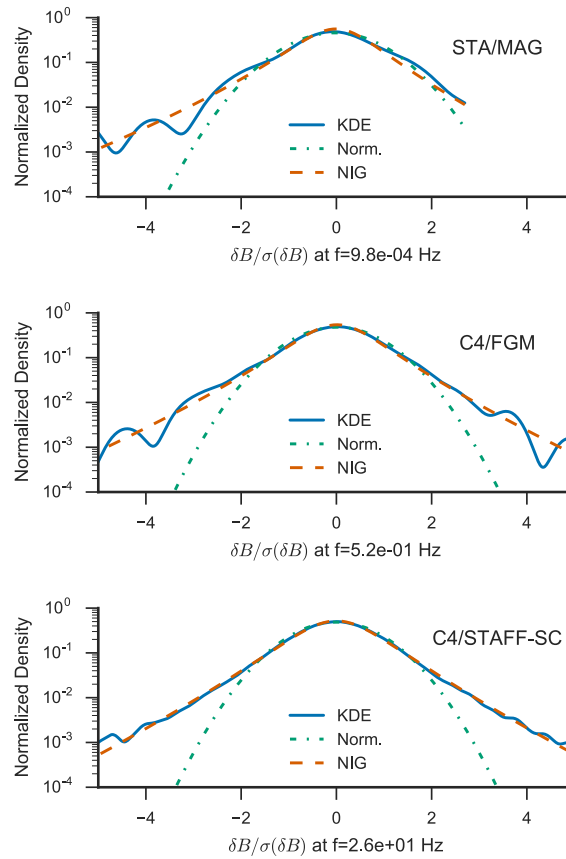


FIGURE IV.4 – Distributions des fluctuations magnétiques pour la composante radiale ( $B_x$  ou  $B_R$  selon la sonde) calculées par KDE (lignes bleues). De haut en bas, les données STA/MAG à  $9,8 \times 10^{-4}$  Hz, les données C4/FGM à 0,52 Hz et C4/STAFF-SC à 26 Hz. Les lignes pointillées oranges et vertes représentent respectivement l'estimation par maximum de vraisemblance de la distribution NIG et l'ajustement gaussien.



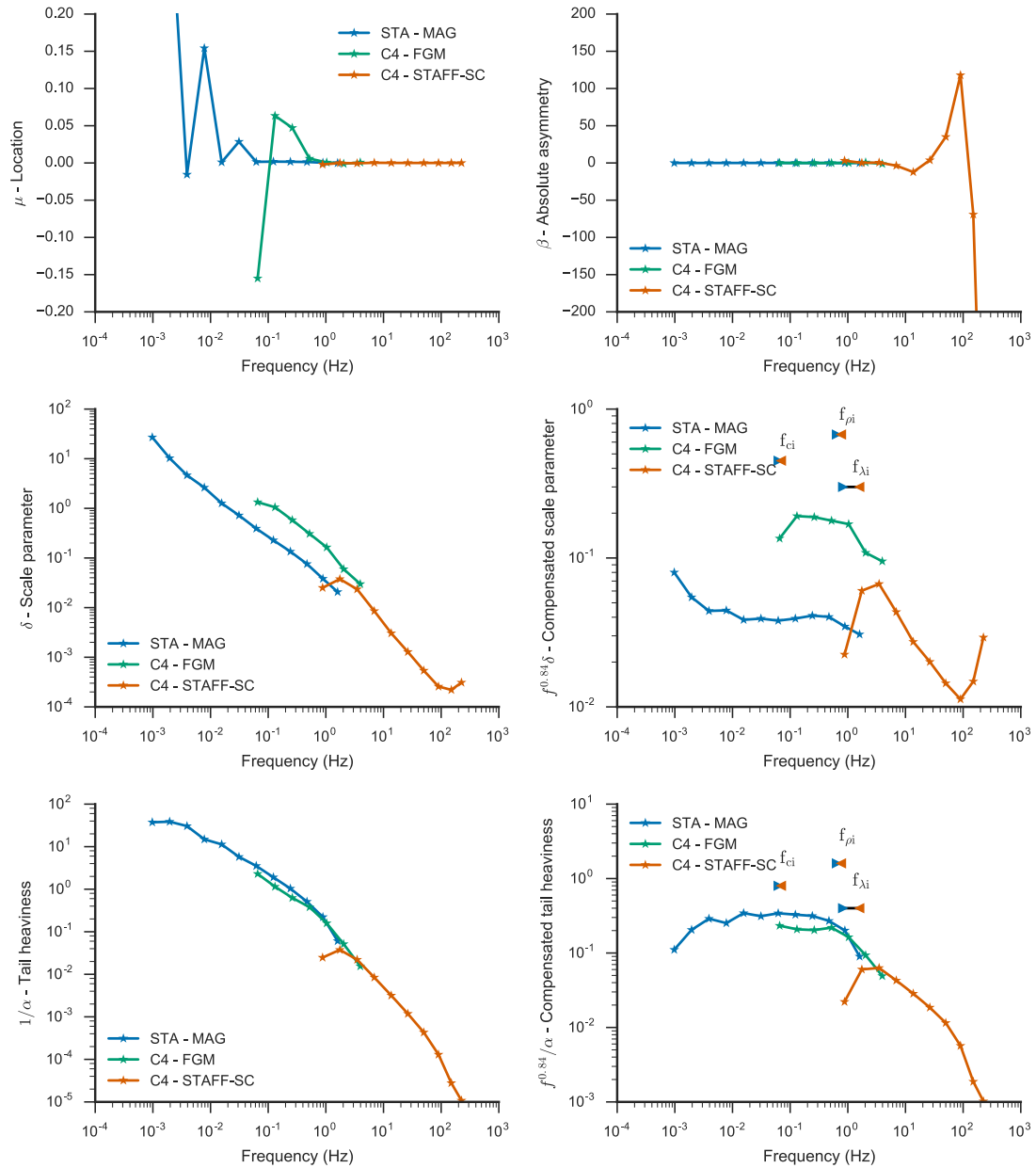


FIGURE IV.5 – Paramètres d'ajustement des distributions NIG ( $\alpha^{-1}$ ,  $\beta$ ,  $\mu$ ,  $\delta$ ) et paramètres compensés  $f^{0.84}\alpha^{-1}$  et  $f^{0.84}\delta$  en fonction de la fréquence en échelle logarithmique. Les courbes bleue, verte et orange correspondent respectivement aux ajustements pour les données de STEREO A/MAG, Cluster 4/FGM et Cluster 4/STAFF-SC. Chaque étoile correspond à une distribution. Les échelles caractéristiques ioniques sont indiquées par les triangles (bleu pour STEREO et orange pour Cluster) dans les panneaux des paramètres compensés

positives à petite échelle, comme dans le cas hydrodynamique [136]. Il chute ensuite brutalement à partir de 100 Hz, vraisemblablement à cause de la contribution du bruit instrumental.

Toujours sur la figure IV.5, si on considère le paramètre d'échelle ( $\delta$  au milieu à gauche et  $f^{0.84}\delta$  au milieu à droite), il y a un problème de raccord entre FGM et STAFF-SC dû au fait que la bande de recouvrement entre les deux instruments est très étroite (FGM est parasité par le bruit et les données STAFF-SC sont tronquées par un filtre de l'autre coté). Par ailleurs, les paramètres provenant de STEREO et Cluster ont des amplitudes différentes, sûrement lié au fait que les conditions dans le plasma ne sont pas exactement les mêmes. Si on fait abstraction du problème de raccordement et de la différence de niveau entre les données STA et C4, on peut voir que l'évolution de  $\delta$  suit trois phases. À basse fréquence (courbe bleue),  $\delta$  décroît puis atteint un palier, un peu avant  $f_{ci}$ . Sur toutes les échelles ioniques, la décroissance de la courbe est plus faible (courbes bleue et verte). Après les échelles ioniques la pente de  $\delta$  devient de nouveau plus raide (courbes verte et orange). Au-delà de 100 Hz, on est dans le bruit instrumental. On peut supposer que la partie où la décroissance du facteur d'échelle est plus faible est liée à la présence des échelles ioniques, qui perturbe la cascade turbulente.

Si maintenant on regarde le paramètre de queue ( $\alpha^{-1}$  au milieu à gauche et  $f^{0.84}\alpha^{-1}$  au milieu à droite), on constate que les courbes provenant des différentes sondes se superposent relativement bien. Ce paramètre aussi évolue en trois phases, mais décroît de plus en plus fortement à mesure que l'on progresse vers les petites échelles. Par ailleurs, on retrouve la contribution du bruit instrumental gaussien à partir de 100 Hz qui se matérialise par une brusque chute de  $\alpha^{-1}$  (augmentation importante des événements gaussiens dans le signal). Là encore, les phases de variation de la courbe coïncide avec la présence des échelles ioniques. Puisque  $\alpha^{-1}$  correspond à l'amplitude absolue des queues, ce paramètre est censé nous permettre de suivre l'augmentation (la diminution) de la quantité de structure cohérente totale. Mais  $\alpha^{-1}$  n'est pas un paramètre invariant d'échelle et dépend par conséquent des variations de  $\delta$ , en d'autres termes une diminution globale de l'amplitude diminue aussi l'amplitude absolue des queues. On peut néanmoins comparer l'évolution du paramètre de queue à la courbe de cohérence moyenne présentée sur le panneau supérieur droit de la figure III.25 (courbe rouge) du chapitre précédent. On constate bien une variation similaire (en particulier avec la courbe compensée) : dans les deux cas la courbe évolue en trois phases et atteint un palier au niveau des échelles ioniques. Cela semble indiquer que  $\alpha$  permet bien de suivre l'évolution des structures cohérentes (et la cohérence du signal). D'autre part, les mesures de l'intermittence réalisées par Kiyani et al. (2013) [96] sur le même intervalle de données Cluster mettent aussi en évidence un changement de nature de l'intermittence autour du rayon Larmor ionique  $\rho_i$ . En effet, le calcul des fonctions de structure d'ordre compris entre 1 et 5 leur a permis de montrer que la signature des fluctuations dans le domaine inertiel est plutôt multifractale tandis que celle pour des échelles plus petites que le rayon Larmor ionique est plutôt monofractale.

Pour mieux comprendre comment tous ces paramètres sont reliés à la physique de la turbulence, peut-on relier leur évolution aux mesures classiques de la turbulence et de l'intermittence, à savoir le spectre, le kurtosis ainsi que les fonctions de structure ?

### IV.3 Lien entre l'évolution du spectre et des distributions

En utilisant les moments en valeur absolue de la distribution NIG calculés dans [144] nous pouvons établir une relation entre  $(\alpha, \beta, \mu, \delta)$ , le spectre et les moments d'ordres supérieurs (les fonctions de structure). Les moments en valeur absolue centrés sont donnés par :

$$E\{|X - \mu|^r\} = \frac{2^{\frac{r+1}{2}} \delta^r}{\pi \bar{\alpha}^{\frac{r-1}{2}}} e^{\bar{\gamma}} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{2^k \bar{\beta}^{2k} \Gamma(k + \frac{r+1}{2})}{\bar{\alpha}^k (2k)!} K_{k + \frac{r-1}{2}}(\bar{\alpha}) \quad (\text{IV.3.1})$$

avec  $\bar{\alpha} = \delta\alpha$ ,  $\bar{\beta} = \delta\beta$  et  $\bar{\gamma} = \delta\gamma$  (les paramètres invariants d'échelle).

En première approximation, j'ai considéré les distributions comme étant centrées et symétriques ce qui implique que  $\mu = 0$  et  $\beta = 0$ . D'après les résultats de la section précédente, cette hypothèse est valable pour une large gamme de fréquences (jusqu'à environ 10 Hz). Avec cette approche, le spectre des fluctuations du champ magnétique (le moment d'ordre 2) peut s'écrire comme :

$$P = E\{|X|^2\} = \frac{2\sqrt{2}\delta^2}{\pi\sqrt{\alpha\delta}} e^{\alpha\delta} \Gamma(3/2) K_{\frac{1}{2}}(\alpha\delta). \quad (\text{IV.3.2})$$

Sachant que  $\Gamma(3/2) = \sqrt{\pi}/2$  et que  $K_{\frac{1}{2}}(x) = \frac{\sqrt{\pi/2}e^{-x}}{\sqrt{x}}$  on obtient :

$$P = E\{|X|^2\} = \frac{\delta}{\alpha}. \quad (\text{IV.3.3})$$

Si on reprend la variance obtenue à partir de la fonction génératrice de moment (éq. IV.1.6) pour  $\mu = 0$  et  $\beta = 0$ , on a  $\gamma = \alpha$  et on retombe bien sur la même valeur  $\kappa_2 = \delta\alpha^2/\gamma^3 = \delta/\alpha$ .

Dans l'hypothèse d'une distribution symétrique centrée, le spectre peut donc être déterminé de façon très simple à partir des paramètres  $\alpha$  et  $\delta$ . Cela veut dire qu'on peut interpréter le spectre comme la combinaison des variations globales des fluctuations ( $\delta$ ) et de celles des queues intermittentes ( $\alpha^{-1}$ ). Plus l'intermittence sera forte et plus l'amplitude du spectre sera élevée. Il en va de même pour l'amplitude globale des fluctuations.

Le panneau supérieur de la figure IV.6 montre la comparaison entre le spectre compensé (par  $f^{5/3}$ ) calculé à partir des coefficients d'ondelette (trait plein) et celui estimé à partir du ratio  $\frac{\delta}{\alpha}$  (disque). Le code couleur est le même que celui de la figure précédente. Comme on peut le voir, il n'y a pas de réelle différence entre les deux estimations. Dans le chapitre précédent, nous avons montré que la cassure spectrale aux échelles ioniques concorde avec une diminution de la cohérence autour de ces mêmes échelles. En comparant les spectres avec les informations de la figure IV.5, il semble que la cassure spectrale a lieu autour de  $f_{\rho i} \simeq 0,7$ , en conjonction avec un changement dans l'évolution des queues (visible à travers le paramètre  $\alpha^{-1}$ ) et dans celle de l'amplitude globale des fluctuations ( $\delta$ ). On peut interpréter le changement de la pente spectrale comme une diminution globale du nombre de structures cohérentes et de l'amplitude des fluctuations.

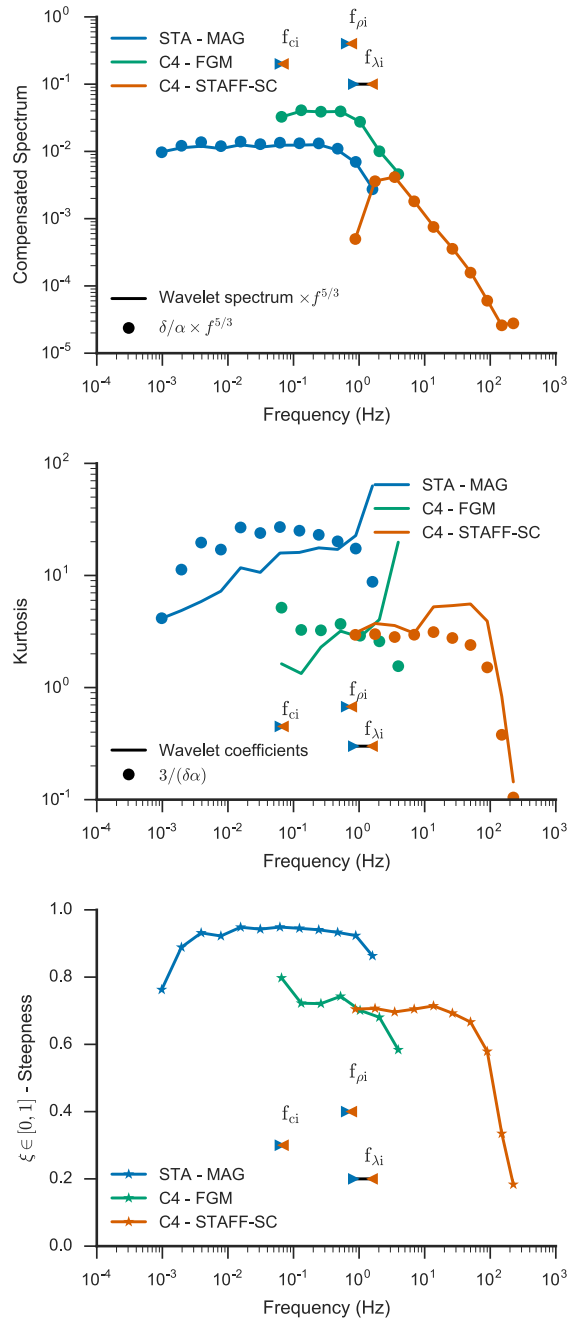


FIGURE IV.6 – Spectre magnétique  $E\{|X|^2\}$  (panneau supérieur) et kurtosis  $\kappa_4$  (panneau central) en fonction de la fréquence en échelle logarithmique calculés à partir des coefficients d'ondelette (traits pleins) et des paramètres d'ajustement de la distribution NIG (disques). Le panneau inférieur représente l'inclinaison  $\xi$  en fonction de la fréquence. Les courbes bleue, verte et orange correspondent respectivement aux ajustements pour les données de STEREO A/MAG, Cluster 4/FGM et Cluster 4/STAFF-SC.

Pour compléter cette étude sur l'évolution des structures cohérentes, il est important de relier ces observations à la mesure classique de l'intermittence, le kurtosis. Le panneau central de la figure IV.6 montre le kurtosis évalué de deux manières différentes : par le calcul direct à l'aide des coefficients d'ondelette (trait plein) et en utilisant l'équation IV.1.6 simplifiée pour une distribution symétrique et centrée (disque)  $\kappa_4 = 3(1 + 4\beta^2/\alpha^2)/(\delta\gamma) = 3/(\alpha\delta)$ . Le panneau inférieur représente le paramètre d'inclinaison  $\xi$ , propre aux distributions NIG, calculé à partir des paramètres de l'ajustement.

La comparaison entre  $\kappa_4$  et  $\xi$  permet d'une part de montrer que les informations obtenues avec ces deux indicateurs, tous deux calculés à partir des paramètres de l'ajustement, sont équivalentes et d'autre part que, dans le cadre d'une étude statistique, on peut estimer la forme de la distribution associée à la valeur de  $\xi$  en les reportant dans la figure IV.2.

Alors que le spectre estimé par les coefficient d'ondelette et celui estimé à partir des ajustements se superposent quasiment parfaitement, c'est loin d'être le cas pour le kurtosis. Cela peut s'expliquer par le fait que dans le cas classique, le kurtosis est calculé à partir de chaque point, tandis qu'en passant par l'ajustement on prend uniquement en compte la forme de la distribution dans son ensemble. La mesure directe est par conséquent plus sensible aux erreurs ponctuelles et peut se retrouver faussée par le manque de données à basse fréquence, la présence de quelques points très loin du coeur de la distribution, les problèmes de calibration de l'instrument ou encore par la contribution du bruit instrumental. D'un autre côté, une erreur d'estimation des paramètres lors de l'ajustement peut se répercuter sur les moments estimés à partir de ces derniers. De plus, l'effet est d'autant plus marqué que le moment est d'ordre élevé. Dans l'état actuel de mes connaissances, il m'est impossible de dire avec certitude quelle estimation du kurtosis représente réellement l'évolution de l'intermittence.

Pour l'ajustement, les mesures de STA/MAG (courbe bleue) correspondent au comportement caractéristique de la turbulence, à savoir une augmentation progressive des événements non-gaussiens (matérialisée par une augmentation du kurtosis entre  $10^{-3}$  et  $10^{-1}$  Hz) au fur et à mesure que les fréquences augmentent. On observe une saturation du kurtosis autour de 0,1 Hz, ce qui correspond à  $f_{ci}$  et qui marque la fin du domaine MHD. Le kurtosis obtenu directement à partir des données augmente continuellement sur tout l'intervalle. Sur les dernières fréquences couvertes par MAG, la contribution du bruit instrumental (qui est de nature gaussienne) est loin d'être négligeable et explique la chute du kurtosis calculé à partir des ajustements (disque). Le fait que le kurtosis calculé directement à partir des données (trait plein) monte au lieu de descendre montre que le kurtosis seul n'est pas un indicateur robuste de l'intermittence (ou de la gaussianité). Pour les données Cluster (courbes verte et orange), on retrouve les problèmes de bruit instrumental pour les dernières fréquences couvertes par FGM et STAFF-SC : les données brutes indiquent que le kurtosis augmente tandis que l'ajustement montre que le kurtosis est stable, voir légèrement décroissant.

Pour résumer, à partir de l'ajustement, on peut conclure que l'intermittence sature autour des échelles ioniques (après 0,1 Hz) et commence même à décroître légèrement. D'un autre côté les données simples montre que l'intermittence augmente en continue mais un peu plus lentement après les échelles ioniques.

Pour essayer de comprendre laquelle des deux estimations capture la physique

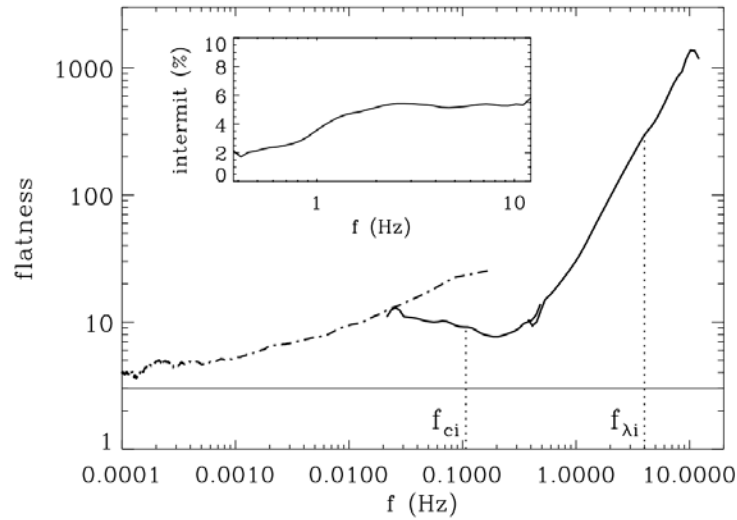


FIGURE IV.7 – Aplatissement (*Flatness*) de la composante du champ magnétique  $B_x$  (dans le repère GSE) calculé à partir des données Cluster (traits pleins) et Helios 2 (traits pointillés). La ligne horizontale indique la valeur 3 (aplatissement pour une distribution gaussienne). La figure insérée correspond au pourcentage d'événements intermittents qui contribue à l'aplatissement dans la partie haute fréquence.

de la turbulence, on peut regarder d'autres études traitant du même sujet. Prenons l'exemple de la figure IV.7 extraite de l'étude menée par Alexandrova et al. (2008). La figure montre le kurtosis calculé à partir des données Helios (courbe pointillée) et Cluster (trait plein), dans une configuration similaire à la notre (STEREO est juste remplacé par la sonde Helios). En insertion sur cette même figure apparaît une estimation de l'intermittence calculée comme le pourcentage de coefficients d'ondelette en dehors du coeur gaussien. Les mesures sur le domaine de recouvrement des deux satellites sont différentes mais s'expliquent par le fait qu'il ne s'agisse pas du même intervalle de temps. Pour Helios, le kurtosis augmente avec la fréquence alors que pour Cluster il commence par décroître légèrement avant d'augmenter de nouveau autour de 0,5 Hz pour atteindre finalement des valeurs supérieures à 1000 pour les deux dernières fréquences observables. Ces valeurs très élevées du kurtosis sont liées à quelques points aberrants résultant d'un problème de calibration de STAFF-SC. Les mesures du kurtosis ne représentent donc pas réellement la physique de l'intervalle. C'est pourquoi ces mesures apparaissent contradictoires avec l'estimation de l'intermittence via les coefficients d'ondelette qui, elle, suggère que l'intermittence n'évolue plus à partir de 2 Hz. Dans cette étude les coefficients d'ondelette donnent des résultats très proches de ce que j'ai obtenu à partir des ajustements. Même si les intervalles sont complètement différents, on peut supposer que les propriétés statistiques de la turbulence restent similaires et cela m'amène à penser que le kurtosis obtenu à partir des ajustements est celui qui représente réellement la physique du vent solaire.

Pour étayer cette idée, j'ai choisi d'utiliser un autre exemple. La figure IV.8 extraite de Wu et al. 2013 montre les kurtosis pour les trois composantes du champ magnétique,

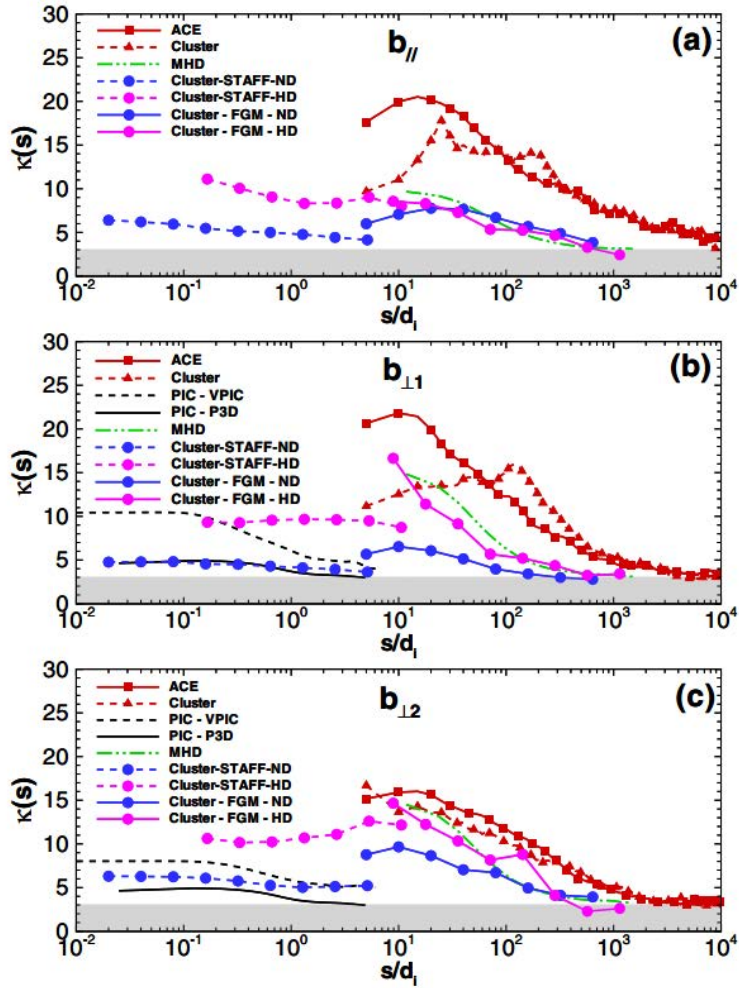


FIGURE IV.8 – Kurtosis des incréments du champ magnétique pour les trois composantes du champ magnétique (une par panneau) et pour différentes sondes et simulations.

pour différents intervalles de temps et simulations. Pour la plupart de ces courbes, on retrouve le même comportement, avec une augmentation du kurtosis à basse fréquence (ici aux grandes échelles) suivit d'un plateau. Ce qui semble confirmer mon hypothèse.

## IV.4 Pour aller plus loin avec la classe de distribution gaussienne normale-inverse

Dans ce chapitre nous avons vu que la classe de distribution NIG permet de décrire les fluctuations du champ magnétique sur l'ensemble des fréquences observables à ce jour dans le vent solaire. Nous avons posé les bases d'une méthode statistique dont le but est de décrire de manière simple et efficace l'évolution des structures cohérentes en caractérisant la forme des densités de probabilité des fluctuations turbulentes.

A partir des distributions NIG, nous avons tout d'abord retrouvé les résultats classiques de la turbulence du vent solaire, à savoir une augmentation des événements non-gaussiens au fur et à mesure que l'on approche les échelles ioniques. Nous avons aussi observé une chute de l'amplitude des structures cohérentes autour des échelles ioniques compatible avec les observations que nous avons réalisées à l'aide de la cohérence de phase dans le chapitre précédent. Enfin, nous avons pu mettre en évidence une augmentation de l'asymétrie associée à une augmentation des fluctuations positives à petite échelle. Pour ce dernier point, il faudra étudier d'autres ensembles de données pour confirmer qu'il s'agit bien d'une propriété générale du vent solaire et non pas quelque chose de spécifique à cet intervalle.

Pour aller plus loin et compléter cette approche statistique, il est nécessaire de quantifier à quel point nos paramètres d'ajustement sont fiables, et à quel point ils sont indépendants les uns des autres. De plus, nous avons vu que le kurtosis (quantité généralement utilisée pour quantifier l'intermittence) était très différent selon qu'il ait été calculé directement avec les données ou estimé par le modèle. Il faudrait approfondir la question et comprendre d'où peut provenir une telle différence et quelle estimation du kurtosis permet de capter la physique du vent solaire.

Par ailleurs, outre son aspect pratique pour caractériser l'intermittence, la distribution NIG nous informe aussi sur la nature physique des fluctuations et plus particulièrement sur leur nature stochastique. Loin des descriptions géométriques associées au formalisme multifractal, les équations différentielles stochastiques représentent une opportunité à saisir pour décrire mathématiquement des processus chaotiques comme la turbulence. Mais ce formalisme est encore jeune et il reste beaucoup de travail à faire. Birnir (2013) [137] a montré que les distributions NIG sont les distributions des fluctuations de vitesse associées à l'équation stochastique de Navier-Stokes et j'ai montré que ces distributions s'appliquent tout aussi bien dans le vent solaire. Alors la question est : peut-on imaginer que les distributions NIG soient les distributions associées à un équivalent MHD de l'équation stochastique de Navier Stokes ?





# Chapitre V

## Discussions et conclusions

Dans le cadre de cette thèse, je me suis intéressé à la turbulence dans le vent solaire, des grandes échelles aux échelles cinétiques du plasma.

J'ai consacré la première partie de ce manuscrit (chapitre II) à l'étude de l'évolution de la turbulence à travers l'héliosphère. Plus précisément, j'ai analysé comment l'amplitude des fluctuations magnétiques turbulentes (le niveau du spectre magnétique) varie avec la distance héliocentrique  $R$  et comment ces variations sont reliées aux conditions du plasma du vent solaire. Grâce aux mesures de plusieurs sondes spatiales orbitant à différentes distances du Soleil, notamment les missions Helios dans l'héliosphère interne (entre 0,3 et 0,9 UA), STEREO dont l'orbite est similaire à celle de la Terre (autour de 1 UA) et Ulysses dont l'orbite couvre les distances entre 1,4 et 5,4 UA, j'ai pu mettre en évidence une corrélation entre le niveau de la turbulence dans le domaine inertiel et la pression thermique des protons. La corrélation entre la pression thermique et le niveau du spectre avait déjà été observée dans l'héliosphère interne [57], néanmoins nous avons étendu ces observations jusqu'à 5,4 UA et mis en évidence que la loi reliant la pression thermique et le niveau du spectre était dépendante de la distance héliocentrique. En prenant en compte les variations radiales observées de la température ( $T \propto R^{-0.9}$ ), de la densité ( $n \propto R^{-2}$ ) et de l'amplitude des fluctuations magnétiques dans le domaine inertiel ( $\delta B^2 \propto R^{-4}$ ), j'ai montré qu'on pouvait compenser cette dépendance radiale et ainsi obtenir une loi générale valable pour toutes les distances  $R$  comprises entre 0,3 et 5,4 UA :

$$[\delta B(f_0)]^2 \propto nkT_p, \quad (\text{V.0.1})$$

où  $f_0$  est une fréquence fixe dans le domaine inertiel de la turbulence du vent solaire ( $f_0 \in [10^{-4}, 10^{-1}]$  Hz à 1 UA).

Mais comment expliquer cette relation entre le niveau de la turbulence et la pression thermique des ions dans le vent solaire ? On peut imaginer deux scénarios possibles : (1) il existe un processus à proximité du Soleil qui crée un lien entre la turbulence et la pression thermique, par exemple, une forme d'équilibre thermodynamique qui engendre une équipartition de l'énergie ; (2) cette relation s'installe grâce au chauffage du vent solaire par la turbulence.

Selon le premier scénario, la loi qu'on observe dans le vent solaire est une corrélation fossile, transportée par le vent solaire dans l'héliosphère. Pour confirmer cette hypothèse les mesures de Solar Probe Plus à  $R = 0,05$  UA seront d'une grande aide.

Par ailleurs, nous pourrions d'ores et déjà tester cette idée grâce aux mesures à distance des paramètres du plasma dans la photosphère et la couronne solaire.

D'après le second scénario, il existe un chauffage du vent solaire par la turbulence. Ce chauffage dépendrait de l'amplitude des fluctuations turbulentes et créerait progressivement une corrélation entre la température et l'amplitude des fluctuations. Dans ce cas, on devrait observer une amélioration de la corrélation avec la distance héliocentrique  $R$ .

Plusieurs études ont déjà cherché à relier la turbulence et le chauffage du vent solaire. En particulier, les observations récentes réalisées autour des échelles ioniques suggèrent que les structures cohérentes concentrent une grande quantité d'énergie magnétique et sont spatialement corrélées à des zones dans lesquelles le plasma est plus chaud. Ces zones chaudes sont généralement interprétées comme étant le résultat d'un chauffage local du plasma dans les structures. Il se pourrait donc que ce chauffage (apparent) soit en lien avec la corrélation à grande échelle que nous observons. Mais à l'heure actuelle, on ne peut pas affirmer que l'existence de fluctuations de grande amplitude impliquent une élévation de la température ou vice-versa. De surcroît, on ne peut pas affirmer de façon définitive que les régions plus chaudes sont véritablement liées à un chauffage local ou si cette valeur importante de température est en lien avec la corrélation fossile.

La mission THOR, proposée dans le cadre de l'appel d'offre M4 de l'ESA, destinée à la compréhension des mécanismes de dissipation de la turbulence et du transfert d'énergie vers les particules, pourra peut-être nous permettre de mieux comprendre quel rôle jouent les structures cohérentes dans l'évolution macroscopique de la pression thermique dans le vent solaire.

La suite de mon étude s'est orientée naturellement vers les échelles ioniques (chapitre III). À ces échelles, de nombreux effets cinétiques peuvent avoir lieu et semblent pouvoir influencer l'état macroscopique du vent solaire (comme le chauffage). À ces mêmes échelles, on quitte le domaine inertiel, le spectre turbulent forme une sorte de coude et change de pente.

Ce changement de régime turbulent n'est toujours pas compris : est-ce le passage d'une turbulence d'ondes d'Alfvén obliques à grandes échelles vers une turbulence d'ondes cinétiques ? Si c'est bien le cas, la transition entre ces deux régimes aurait lieu autour du rayon de Larmor des ions,  $\rho_i$ . Ou bien, est-ce une turbulence d'ondes composée d'une superposition d'ondes d'Alfvén, dont les vecteurs d'onde sont parallèles au champ (magnétique), qui rentrent en résonance avec les ions et s'amortissent autour de la fréquence cyclotronique des ions  $f_{ci}$  ? Ou encore, est-ce une turbulence forte, composée d'un mélange de structures cohérentes non-linéaires qui changent de nature autour de la longueur inertielle des ions  $\lambda_i$  (transition de la MHD vers la MHD Hall) ? Pour répondre à ces questions, de nombreux auteurs (par exemple [79, 97]) ont tenté de comparer les échelles caractéristiques des ions avec la fréquence de cassure du spectre turbulent. Mais, aucune de ces études n'a permis de mettre en évidence le mécanisme physique responsable de ce changement de régime.

Dans la chapitre III, je présente l'étude détaillée d'un intervalle de vent solaire rapide, considéré comme un cas typique de spectre magnétique autour des échelles ioniques. Ce spectre montre une cassure particulièrement nette au voisinage des échelles ioniques. Grâce à la transformée en ondelettes du signal turbulent et en étudiant le

couplage de phase en fonction du temps et de la fréquence (différences de phases et cohérence de phases) j'ai pu mettre en évidence que dans le domaine de transition entre le domaine MHD et les échelles sub-ioniques, il existe une superposition de plusieurs phénomènes sensibles à différentes échelles. Plus exactement, j'ai pu montrer la présence sporadique (20% du signal total) d'ondes Alfvén Ion Cyclotron (AIC) dont les vecteurs d'onde semblent plutôt alignés au champ ( $k_{\parallel} \gg k_{\perp}$ ) et dont les amplitudes sont relativement faibles,  $\delta B/B \sim 0,1$ . Ces ondes apparaissent exactement sur la fréquence de cassure du spectre turbulent. Elles sont visibles dans le signal uniquement lorsque le champ est quasiment aligné avec la vitesse du vent ( $\theta_{BV}$  proche de  $0^\circ$ ). Dans cette configuration, l'énergie de la turbulence est généralement plus faible que lorsque  $\theta_{BV} \simeq 90^\circ$  (voir par exemple Horbury et al., 2008 [108]). D'autre part, dans le même signal, lorsque  $\theta_{BV}$  est plus oblique, j'ai pu détecter des couches de courant et des vortex magnétiques. Contrairement aux ondes, ces structures ont de très grandes amplitudes,  $\delta B/B \simeq 0,6 - 0,7$  et des vecteurs d'onde  $k_{\perp} \gg k_{\parallel}$ . Par ailleurs, ces structures représentent 40% du signal pour l'intervalle en question. Je montre que ces structures cohérentes couvrent plusieurs fréquences (ou échelles) dans le domaine inertiel de la turbulence et qu'elles ont une échelle caractéristique (épaisseur de la couche de courant, rayon du vortex) de l'ordre de la fréquence de cassure du spectre. La cohérence de phase et l'énergie magnétique de ces structures chutent brusquement pour les échelles plus petites que cette taille caractéristique. Grâce à ces observations, on comprend mieux la nature du changement du spectre aux échelles ioniques. En outre, à ces échelles, coïncide l'apparition d'ondes de faibles amplitudes, la diminution progressive de l'amplitude de fluctuations non-cohérentes et la fin des échelles couvertes par un grand nombre de structures de fortes amplitudes. Par ailleurs, nos observations permettent d'expliquer pourquoi le domaine spectral autour de ces échelles (zone de transition) est aussi variable : en effet, comme la forme du spectre dépend des phénomènes qui composent le signal, une répartition variable des phénomènes va engendrer de nombreuses formes spectrales différentes.

A noter qu'il s'agit là des premières observations de vortex d'Alfvén dans le vent solaire rapide. Les études menées en parallèle par Roberts et al. (2016) [145] et Perrone et al. (2016) [123] dans le vent solaire lent montrent que nos observations ne constituent pas un cas isolé, mais que les vortex d'Alfvén sont des structures que l'on rencontre communément dans le vent solaire. Jusqu'à ces observations, l'intermittence dans le vent solaire était considérée, contrairement à la turbulence hydrodynamique, comme essentiellement liée aux discontinuités planaires (comme des couches de courant, les discontinuités rotationnelles ou encore les chocs - voir par exemple [42, 43]). Cependant, nos observations, celle Roberts et al. (2016) [145] et celle de Perrone et al. (2016) [123], remettent en question ces considérations et mettent en évidence que l'intermittence dans le vent solaire ne se limite pas aux discontinuités planaires, mais englobe aussi des structures cylindriques comme les vortex magnétiques.

Pour compléter notre étude et comprendre à quelle échelle spatiale ( $\rho_i$ ,  $\lambda_i$ , voire autre chose) est associée chaque type de structure, il faudrait analyser d'autres intervalles pour différentes valeurs de beta du plasma  $\beta_p$ .

La généralisation de notre étude à un échantillon statistiquement représentatif nous confronte à deux problèmes. D'une part le coût élevé en temps de calcul pour définir le seuil de cohérence et d'autre part la nécessité d'une validation manuelle de chacune

des structures. À cela se rajoute le fait que la définition du seuil de cohérence et du repère d'étude sont relativement arbitraires.

Pour pallier ces problèmes, dans le chapitre IV je pose les bases d'une méthode statistique générale, applicable simplement sur plusieurs intervalles et qui nous donne non seulement accès aux informations sur la présence de structures cohérentes dans le signal, mais nous permet aussi de quantifier leur influence sur le spectre turbulent. Cette méthode, complémentaire de l'approche locale, est basée sur l'analyse des densités de probabilité (PDF) des fluctuations du champ magnétique. Les fonctions de distribution des fluctuations du champ magnétique du vent solaire sont gaussiennes à grande échelle, mais au fur et à mesure que l'on se dirige vers les petites échelles, les densités de probabilité développent des queues non-gaussiennes. Ces queues non-gaussiennes sont caractéristiques du comportement intermittent de la turbulence dans le vent solaire et sont liées à la présence de structures cohérentes dans le signal.

Grâce à une classe de distributions particulière, la distribution normale inverse gaussienne (NIG) nous avons pu caractériser la forme des densités de probabilité à l'aide de quatre paramètres (incluant l'asymétrie, l'amplitude des queues exponentielles, le fait que la distribution soit centrée ou non et un paramètre d'échelle) et ainsi suivre le caractère intermittent du signal et donc les structures cohérentes. Cette classe de distribution regroupe à la fois la loi normale, les distributions de Cauchy, mais permet aussi de modéliser des distributions asymétriques et/ou non-centrées. Pour montrer que cette classe de distributions permet de modéliser les PDF de l'ensemble des échelles couvertes par la turbulence magnétique dans le vent solaire, c'est-à-dire des échelles MHD aux échelles électroniques, j'ai utilisé des mesures sur quelques jours provenant de STEREO A pour couvrir les grandes échelles, complétées par une heure de données Cluster en mode rafale permettant de couvrir les fluctuations magnétiques jusqu'aux échelles électroniques.

A partir de ce modèle nous avons pu retrouver les résultats classiques de l'intermittence dans le vent solaire, à savoir une augmentation du nombre d'évènements intermittents à mesure que la fréquence augmente. En outre, nous avons aussi constaté un changement dans la nature des fluctuations autour des échelles ioniques. Ce changement est en général associé à la transition entre le domaine inertiel où l'intermittence est considérée comme multifractale et les échelles ioniques où est observé un comportement plutôt monofractal [96]. Nous avons aussi mis en évidence qu'à partir d'environ 10 Hz, les PDF sont de moins en moins symétriques et qu'il existe une prédominance des fluctuations positives comme dans le cas hydrodynamique [136].

Pour les PDF modélisables par une distribution NIG symétrique et centrée, on peut montrer que le spectre ne dépend que de l'amplitude des queues non-gaussiennes et d'un facteur d'échelle. En partant de ce constat, nous avons tenté de relier les changements de nature de l'intermittence avec l'évolution du spectre. Nos résultats sont en concordance avec ceux du chapitre III, à savoir une diminution importante de l'amplitude des queues à l'échelle où a lieu la cassure spectrale ionique. Cependant, il est encore trop tôt pour considérer cette approche statistique comme un indicateur suffisamment robuste de l'évolution des structures cohérentes. En effet, pour le moment on ne peut pas dire à quel point nos paramètres d'ajustement sont fiables, ni à quel point ils sont découplés. De plus, nous avons vu que le kurtosis (quantité généralement utilisée pour quantifier l'intermittence) était très différent selon qu'il ait été calculé

directement avec les données ou estimé par le modèle. Une fois ces quelques points éclaircis, on pourra à terme estimer la présence des structures cohérentes, leur évolution à travers les échelles, leur lien avec les conditions du plasma ainsi que leur influence sur les spectres turbulents dans un grand nombre de cas.

Par ailleurs, il faut garder en tête que cette approche reste une approche statistique et que des études locales sont toujours nécessaires pour obtenir des informations sur la nature des structures et leurs effets sur le plasma ambiant [42, 43, 118, 123], comme nous l'avons vu dans le chapitre III.

Mais au-delà de l'aspect statistique, que peut-on conclure du fait que les densités de probabilité des fluctuations magnétiques correspondent aux distributions NIG ? Peut-on y voir un indice sur la nature des processus stochastiques à l'oeuvre dans le vent solaire ? Déjà dans le cas hydrodynamique, les PDF obtenues à partir de l'équation stochastique de Navier-Stokes [138] se sont avérées être les distributions NIG. Peut-on imaginer que, comme pour le cas hydrodynamique, on puisse relier les distributions NIG aux équations (stochastiques) qui régissent le plasma du vent solaire ?

Au terme de cette thèse, il reste encore de nombreux points à éclaircir. J'espère avoir apporté ma pierre à l'édifice et j'ai bon espoir que le développement des simulations numériques ainsi que les futures missions spatiales, comme Solar Orbiter et Solar Probe Plus, permettront de répondre aux nombreuses questions encore en suspend.



# Annexe A

## Liste des symboles

### A.1 Constantes fondamentales

$c = 299792458$ m/s	Vitesse de la lumière (dans le vide).
$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ kg · m · A <sup>-2</sup> · s <sup>-2</sup>	Perméabilité magnétique du vide.
$\epsilon_0 \simeq 8,854187817 \times 10^{-12}$ A <sup>2</sup> · s <sup>4</sup> · kg <sup>-1</sup> · m <sup>-3</sup>	Permittivité diélectrique du vide.
$e \simeq 1,602176620898 \times 10^{-19}$ A · s	Charge élémentaire.
$k_B \simeq 1,3806485279 \times 10^{-23}$ J/K	Constante de Boltzmann.
$\mathcal{R} \simeq 8,314459848$ J · K <sup>-1</sup> · mol <sup>-1</sup>	Constante des gaz parfaits.

### A.2 Variables et unités spécifiques

$UA$	Unité astronomique (1UA = 149597870700m).
$r, R$	Distance héliocentrique.
$k, \vec{k}$	Nombre d'onde, vecteur d'onde.
$V_{sw}$	Vitesse du vent solaire.
$V$	Volume.
$U$	Vitesse.
$t$	Temps.
$T, T_p$	Température (des protons).
$n, n_p$	Densité (des protons).
$\vec{B}$	Champ magnétique.
$\vec{B}_0$	Champ magnétique moyen.
$dx$	Variation infinitésimale de $x$ (valable pour le temps $t$ , le volume $V$ , ...).
$f$	Fréquence (en général dans le repère de la sonde).
$f_{sc}$	Fréquence dans le repère de la sonde.
$f_{sw}$	Fréquence dans le repère du plasma (du vent solaire).



### A.3 Paramètres et échelles caractéristiques du plasma

$q_{i,e} = \pm e$	.....	Charge d'un ion/électron.
$T_{\perp i,e}$	.....	Température perpendiculaire des ions/électrons par rapport à $\vec{B}_0$ .
$v_{th \perp i,e} = \sqrt{2k_B T_{\perp i,e} / m_{i,e}}$	.....	Vitesse thermique des ions/électrons.
$\omega_{pi,e} = q_{i,e} \sqrt{n_{i,e} / \epsilon_0 m_{i,e}}$	.....	Fréquence plasma ionique/électronique.
$f_{ci,e} = q_{i,e} B / 2\pi m_{i,e}$	.....	Fréquence cyclotronique ionique/électronique.
$V_A = \sqrt{\frac{B^2}{\mu_0 \rho}}$	.....	Vitesse d'Alfvén.
$\rho_{i,e} = v_{th \perp i,e} / 2\pi f_{ci,e}$	.....	Rayon de Larmor ionique/électronique.
$\lambda_{i,e} \equiv c / \omega_{pi,e}$	.....	Longueur inertielle des ions/électrons.
$P_{th} = nk_B T$	.....	Pression thermique (des protons).
$P_{mag} = \frac{B^2}{2\mu_0}$	.....	Pression magnétique.
$\gamma_p$	.....	Index polytropique.
$\beta_p \equiv \frac{P_{th}}{P_{mag}} = \frac{nk_B T}{B^2 / 2\mu_0} = \frac{\rho_i^2}{\lambda_i^2}$	.....	Beta du plasma.
$\lambda_{Di,e} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_{i,e}}{n_{i,e} q_{i,e}^2}}$	.....	Longueur de Debye ionique/électronique.

### A.4 Turbulence

$Re$	.....	Nombre de Reynolds.
$L$	.....	Echelle d'injection.
$l_d$	.....	Echelle de dissipation.
$\epsilon_E$	.....	Taux de dissipation.
$f_c$	....	Fréquence de corrélation (généralement utilisée pour caractériser la fin du domaine d'injection dans le vent solaire).
$f_b$	.....	Fréquence de cassure (généralement utilisée pour caractériser la fin du domaine inertiel dans le vent solaire).

# Annexe B

## Transformée en ondelettes

### B.1 Transformée en ondelettes continue

La transformée en ondelette permet de décomposer n'importe quel signal, quelle que soit sa dimension (1D, 2D ...), à la fois en temps (espace), en fréquence (échelle) et dans toutes les directions (pour des signaux de dimension supérieure à 1). La décomposition en ondelette s'articule autour d'une ondelette mère,  $\psi(x) \in L^2(\mathbb{R})$  avec  $x \in \mathbb{R}$ , qui permet de générer une famille d'ondelettes par translation en utilisant le paramètre de translation  $\mu \in \mathbb{R}$  et par dilatation (ou contraction) grâce au paramètre d'échelle  $\delta \in \mathbb{R}^+$ . L'ensemble est normalisé en utilisant la norme  $L^2$  (i.e.  $\|\psi_{\mu,\delta}\|_2 = 1$ ) ce qui donne :

$$\psi_{\mu,\delta}(x) = \frac{1}{\sqrt{\delta}} \psi\left(\frac{x - \mu}{\delta}\right). \quad (\text{B.1.1})$$

N'importe quelle fonction peut être utilisée comme ondelette mère du moment quelle possède quelques propriétés. Cela permet de choisir une ondelette adaptée au problème étudié. L'ondelette mère doit être bien localisée à la fois dans l'espace réel et dans l'espace de Fourier, c'est-à-dire qu'elle décroît rapidement à l'infini et que sa transformée de Fourier,  $\hat{\psi}(k)$ , décroît, elle aussi, rapidement pour  $|k|$  tendant vers l'infini. L'ondelette mère doit aussi posséder au moins un moment nul, autrement dit elle doit être au moins de moyenne nulle.

La transformée en ondelettes de la fonction  $f \in L^2(\mathbb{R})$  est le produit scalaire de  $g$  avec l'ondelette fille  $\psi_{\mu,\delta}(x)$  mesurant les fluctuations de  $g$  à l'échelle  $\delta$  et à la position  $\mu$

$$\tilde{g}(\mu, \delta) = \langle g, \psi_{\mu,\delta} \rangle = \int_{\mathbb{R}} g(x) \psi_{\mu,\delta}^*(x) dx \quad (\text{B.1.2})$$

avec  $*$  désignant le conjugué. La fonction  $g$  peut être reconstruite à partir des coefficients d'ondelette en utilisant le produit scalaire de  $\tilde{g}$  et de la famille d'ondelettes filles  $\psi_{\mu,\delta}$

$$g(x) = \frac{1}{C_\psi} \int_{\mathbb{R}^+} \int_{\mathbb{R}} \tilde{g}(\mu, \delta) \psi_{\mu,\delta}(x) \frac{d\delta d\mu}{\delta^2} \quad (\text{B.1.3})$$

où  $C_\psi = \int_{\mathbb{R}^+} |\hat{\psi}(k)|^2 k^{-1} dk$  est une constante qui dépend de l'ondelette mère  $\psi$ . Comme pour la transformée de Fourier, la transformée en ondelettes est une isométrie permettant de passer de l'espace réel vers l'espace d'ondelettes, par conséquent elle conserve le produit scalaire  $\langle g, h \rangle = \langle \tilde{g}, \tilde{h} \rangle$  (théorème de Plancherel) ainsi que l'énergie (égalité de Parseval)

$$\int_{\mathbb{R}} |g(x)|^2 dx = \frac{1}{C_\psi} \int_{\mathbb{R}^+} \int_{\mathbb{R}} |\tilde{g}(\mu, \delta)|^2 \frac{d\delta d\mu}{\delta^2} \quad (\text{B.1.4})$$

A noter que les coefficients d'ondelette de la transformée en ondelettes continue sont redondants et donc corrélés.

La transformée en ondelettes continue [146, 147] (CWT pour *Continuous Wavelet Transform*) permet, à partir d'une série temporelle  $B_x(t = t_i)$  avec  $t_i = t_0 + i\delta t$  les valeurs discrètes du temps d'échantillonnage et  $i \in [0, N - 1]$ , d'obtenir le spectre (PSD pour Power Spectrum Density) en fonction de la fréquence dans le repère de la sonde (voir par exemple [112, 118]). A l'aide de l'ondelette de Morlet nous calculons les coefficients complexes  $W_x(f, t)$  en fonction de la fréquence  $f$  dans le repère de la sonde et du temps  $t$ . La PSD totale, somme des PSD des trois composantes, s'écrit alors comme :

$$E(f) = \sum_{k=(x,y,z)} \frac{\delta t}{N} \sum_{i=0}^{N-1} |W_k(f, t_i)|^2 = \sum_{k=(x,y,z)} \delta t \langle |W_k(f, t)|^2 \rangle_t \quad (\text{B.1.5})$$

Les spectres permettent d'obtenir une vision globale des propriétés d'un intervalle mais ne permettent pas de distinguer les différents processus à l'oeuvre alors que les spectrogrammes permettent de suivre l'évolution des fluctuations du champ magnétique dans l'espace temps fréquence [146]. Comme indiqué précédemment, les coefficients d'ondelette  $W_x(f, t)$  sont complexes. L'argument  $\phi_x(f, t) = \arg(W_x(f, t)) [2\pi]$  de ces coefficients complexes peut être interprété comme la phase locale du signal [117]. La phase relative entre deux séries temporelles  $B_x(t)$  et  $B_y(t)$  est donnée par  $\Delta\phi_{xy}(f, t) = \phi_x(f, t) - \phi_y(f, t)$ . Soit  $\vec{e}_x$ ,  $\vec{e}_y$  et  $\vec{e}_z$  un trièdre direct alors la polarisation par rapport à l'axe  $Z$  est donnée par :

$$\Delta\phi_{xy}(s, n) = \begin{cases} \pi/2 & [2\pi] \rightarrow \text{circulaire droite} \\ 0 & [\pi] \rightarrow \text{rectiligne} \\ -\pi/2 & [2\pi] \rightarrow \text{circulaire gauche} \end{cases} \quad (\text{B.1.6})$$

## B.2 Transformée en ondelettes discrète

La transformée en ondelettes discrète (DWT, Discrete Wavelet Transform) est une implémentation utilisant un ensemble discret d'échelles et de translations d'ondelettes obéissant à certaines règles. En d'autres termes, cette transformée décompose le signal en un ensemble d'ondelettes mutuellement orthogonales, ce qui constitue la différence principale avec la transformée en ondelettes continue.

Une représentation en ondelettes discrète est obtenue par échantillonnage dyadique de l'échelle  $\delta$  et de la position  $\mu$  en considérant  $\delta_j = 2^{-j}$  et  $b_{ji} = ia_j$  avec  $i, j \in \mathbb{Z}$ . On

### B.3. RÉSOLUTION DE LA PENTE SPECTRALE ET NOMBRE DE MOMENTS NULS : L'ONDELETTE DE COIFL

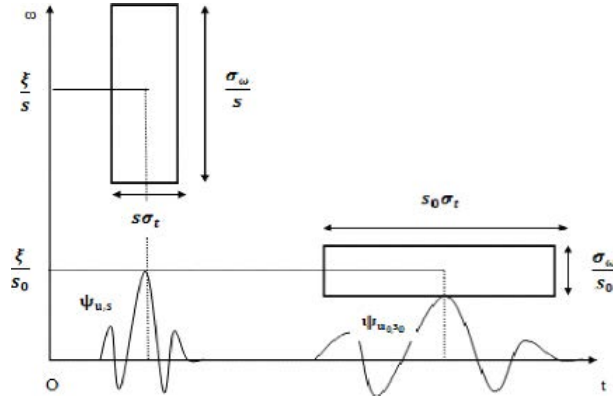


FIGURE B.1 – L'ondelette est tradatée et dilatée/contractée pour scanner tous les temps et toutes les fréquences. La résolution spatiale et temporelle sont liées par le principe d'incertitude.

obtient alors la famille d'ondelettes discrètes :

$$\psi_{ji} = a_j^{-1/2} \psi \left( \frac{x - b_{ji}}{a_j} \right) = 2^{j/2} \psi(2^j x - i), \quad (\text{B.2.1})$$

qui correspond à une base orthogonale pour une ondelette mère  $\psi$  donnée.

Le vecteur d'onde  $k_j$  peut être relié à l'échelle  $2^{-j}$  par :

$$k_j = k_\psi 2^j, \quad (\text{B.2.2})$$

où  $k_\psi = \int_0^\infty k |\hat{\psi}(k)| dk / \int_0^\infty |\hat{\psi}(k)| dk$  est le nombre d'onde centroïde de l'ondelette mère choisie. La figure B.1 montre comment l'ondelette est contractée ou dilatée pour scanner différentes fréquences. Sur cette figure on peut voir que les ondelettes à petite échelle sont bien localisées dans l'espace physique mais mal localisées dans l'espace de Fourier et vice versa, c'est le principe d'incertitude  $\delta t \delta f \geq \text{const}$ .

Comme dans le cas continu, les coefficients d'ondelette discrets d'une fonction  $g \in L^2(\mathbb{R})$  sont donnés par :

$$\hat{g}_{ji} = \langle g, \psi_{ji} \rangle \quad (\text{B.2.3})$$

et l'intégrale utilisée pour la reconstruction peut s'écrire sous forme de série :

$$g(x) = \sum_{j,i \in \mathbb{Z}} \hat{g}_{ji} \psi_{ji}(x). \quad (\text{B.2.4})$$

En pratique, le signal est échantillonné sur un intervalle fini. L'échelle la plus petite  $2^{-J}$  est donnée par le taux d'échantillonnage de la fonction  $g$  et détermine le nombre de points  $N = 2^J$  du signal. Par conséquent il existe aussi un nombre limite de positions  $i = [0, 2^j - 1]$  reliées aux échelles  $j = [0, J - 1]$ .

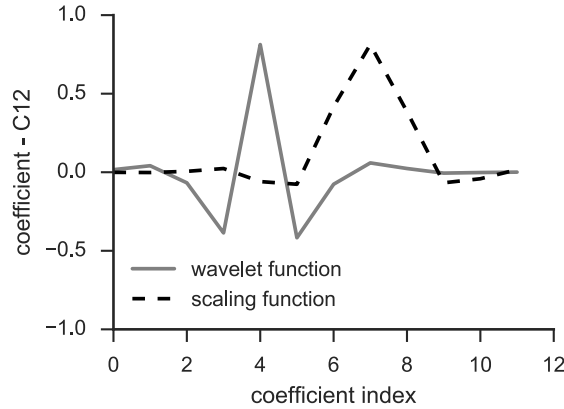


FIGURE B.2 – Fonction d'échelle et ondelette de Coiflet C12.

### B.3 Résolution de la pente spectrale et nombre de moments nuls : l'ondelette de Coiflet

Les ondelettes de Coiflet [148] sont des ondelettes discrètes quasiment symétriques. L'ondelette C12 (aussi appelée C2) représentée sur la figure B.2 et utilisée dans ce manuscrit possède 4 moments nuls. Plus généralement le nombre de moments de l'ondelette de Coiflet dépend de la taille de son support : l'ondelette de Coiflet CN ( $N=6,12,\dots$ ) aura  $m_0 = N/3$  moments nuls. Le choix de l'ondelette est important car c'est ce choix qui détermine quelle pente spectrale on est capable de résoudre. Si on note  $\alpha_{\max}$  la pente maximale qu'une ondelette peut résoudre, alors  $\alpha_{\max} = 2m_0 + 1$  [149]. L'ondelette C12 permet donc de résoudre des pentes allant jusqu'à -9 et offre donc la possibilité d'étudier le spectre turbulent magnétique des échelles MHD aux échelles électroniques. En comparaison les ondelettes de Haar et DOD, généralement utilisées pour caractériser la turbulence dans le vent solaire, ne possèdent qu'un seul moment nul. La pente la plus raide que l'on peut résoudre avec ces ondelettes est donc -3 ce qui limite l'étude de la turbulence dans le vent solaire à la fin du domaine inertiel. En effet, la pente après le domaine inertiel, autour des échelles ioniques, prend d'ordinaire des valeurs entre -2 et -4.

# Annexe C

## Outils statistiques pour l'étude de la turbulence

### C.1 Les fonctions de densité de probabilité et les moments

Nous allons commencer par rappeler quelques notions de statistique qui seront utiles pour la suite. Une description complète d'une variable turbulente  $v(\vec{x}, t)$  à une position  $\vec{x}$  et un instant  $t$  donné peut être obtenu en utilisant la fonction de densité de probabilité (abrégé en PDF pour "Probability density function")  $P(v)$ . Si  $dv$  est un nombre réel positif infiniment petit, alors  $P(v)dv$  est la probabilité que la variable  $v$  prenne une valeur entre  $v$  et  $v+dv$ . La fonction de densité de probabilité est normalisée de façon à ce que :

$$\int_{-\infty}^{\infty} P(v) dv = 1. \quad (\text{C.1.1})$$

La distribution de  $v$  peut être estimée en construisant un histogramme d'un ensemble de mesures de  $v$ . Plus l'ensemble de mesures est grand et plus l'histogramme sera une estimation fidèle de la véritable distribution.

À partir de la notion de distribution on peut construire une quantité importante en physique et en particulier en mécanique et en physique statistique, le moment. le moment d'ordre  $k$  d'une variable aléatoire réelle  $X$  est un indicateur de la dispersion de cette variable, en d'autre terme il nous renseigne sur la forme de la distribution  $P(v)$  de  $X$ . Formellement le moment d'ordre  $k$  s'écrit :

$$\mathbb{E} [X^k] = \int_{-\infty}^{\infty} t^k f(t) dt. \quad (\text{C.1.2})$$

Ce moment d'ordre  $k$  existe si et seulement si  $\int_{-\infty}^{\infty} t^k f(t) dt$  converge. Certains moments (ou ratio de moments), utilisés couramment pour caractériser une variable aléatoire réelle  $X$ , sont connus sous un nom particulier. En particulier on retrouve :

- l'espérance, le moment d'ordre un  $\kappa_1 = \mathbb{E}(X)$  ;
- la variance, le moment centré d'ordre deux  $\kappa_2 = \mathbb{E}[(X - \mu)^2]$ , ainsi que sa racine carrée (positive) l'écart type :  $\sigma = \sqrt{\kappa_2}$  ;

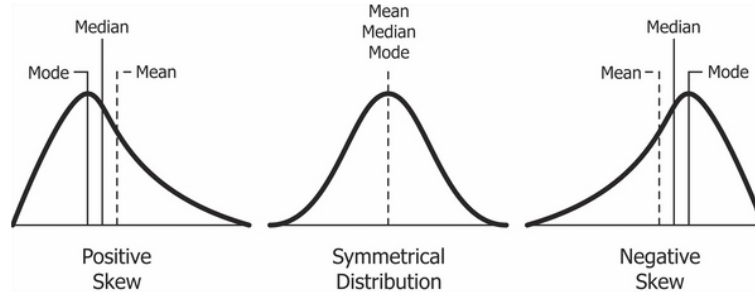


FIGURE C.1 – De gauche à droite : distributions avec un coefficient d'asymétrie positif, nul et négatif. La moyenne, le pic et la médiane de la distribution ne coïncident que dans le cas symétrique. Source : [safaribooksonline.com](http://safaribooksonline.com)

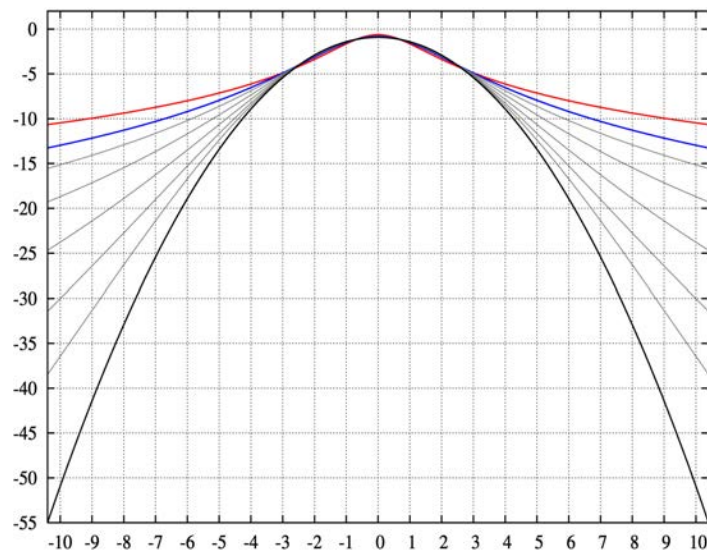


FIGURE C.2 – PDF en échelle logarithmique de la famille de Pearson (type VII). Kurtosis  $K = \infty$  (rouge);  $K = 2$  (bleu);  $K=1$ ,  $K=1/2$ ,  $K=1/4$ ,  $K=1/8$  et  $K=1/16$  (gris); et  $K=0$  (noir). Source : [Wikipedia](https://en.wikipedia.org/wiki/Pearson_type_VII_distribution)

- le coefficient d'asymétrie ("skewness" en anglais), le moment centré et réduit d'ordre trois  $S = \kappa_3 = \mathbb{E} \left[ \left( \frac{X-\mu}{\sigma} \right)^3 \right]$  (réduit signifie normalisé par rapport au moment centré d'ordre deux). Comme son nom l'indique, ce moment mesure l'asymétrie de la distribution ; toute distribution symétrique aura, si il est défini, un coefficient d'asymétrie nul. Une distribution dont la queue est plus importante à gauche aura un coefficient d'asymétrie négatif tandis qu'une distribution dont la queue est plus importante à droite aura un coefficient d'asymétrie positif. La figure C.1 montre les différents cas possibles.
- le kurtosis, le moment centré et réduit d'ordre quatre  $F = \kappa_4 = \mathbb{E} \left[ \left( \frac{X-\mu}{\sigma} \right)^4 \right]$ . Il mesure l'aplatissement de la distribution. L'aplatissement est d'autant plus élevé qu'il existe de rares événements extrêmes qui s'écartent du coeur de la distribution dans lequel sont concentrés les événements fréquents d'amplitude moyenne. Les effets de l'aplatissement sont illustrés dans la figure C.2 à l'aide d'une famille paramétrique de distributions (famille VII de Pearson) dont l'aplatissement peut être ajusté tandis que leurs moments d'ordres inférieurs restent constants.

La notion de moment est très importante dans l'étude de la turbulence et en particulier lorsqu'on considère les effets de l'intermittence. Dans la phénoménologie les distributions des fluctuations sont supposées gaussiennes, par conséquent on peut mesurer l'intermittence comme un écart à la loi normale. Cet écart peut être quantifié en comparant les valeurs des moments attendues pour une distribution gaussienne ( $S = 0$  et  $F = 3$ ) et les valeurs mesurées dans l'écoulement. Malgré cela, il faut faire très attention à ne pas abuser de ce genre de raccourcis car il n'existe, a priori, aucune équivalence entre intermittence et kurtosis élevé.

Pour certaines distributions  $P(v)$ , il existe une fonction génératrice des moments définie par :

$$M_X(t) = \mathbb{E} \left( e^{tX} \right) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{tv} P(v) dv, \quad t \in \mathbb{R}. \quad (\text{C.1.3})$$

En introduisant dans cette équation le développement en série entière de l'exponentielle  $e^z = \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{z^n}{n!}$ , on obtient :

$$M_X(t) = \int_{\mathbb{R}} \left( \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{(tv)^n}{n!} \right) P(v) dv = \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{t^n m_n}{n!}, \quad (\text{C.1.4})$$

où  $m_i$  est le  $i^{\text{ème}}$  moment de  $X$ . Par conséquent, le  $n^{\text{ème}}$  moment de la variable aléatoire  $X$  est donné par la  $n^{\text{ème}}$  dérivée de la fonction génératrice évaluée en  $t = 0$  :

$$\mathbb{E}(X^n) = M_X^{(n)}(0) = \left. \frac{d^n M_X(t)}{dt^n} \right|_{t=0}. \quad (\text{C.1.5})$$

Par exemple pour la loi normale  $\mathcal{N}(\mu, \sigma^2)$ , la fonction génératrice des moments est  $M(t) = \exp \left( \mu t + \frac{\sigma^2 t^2}{2} \right)$  et on retrouve bien les valeurs  $S = 0$  et  $F = 3$ .



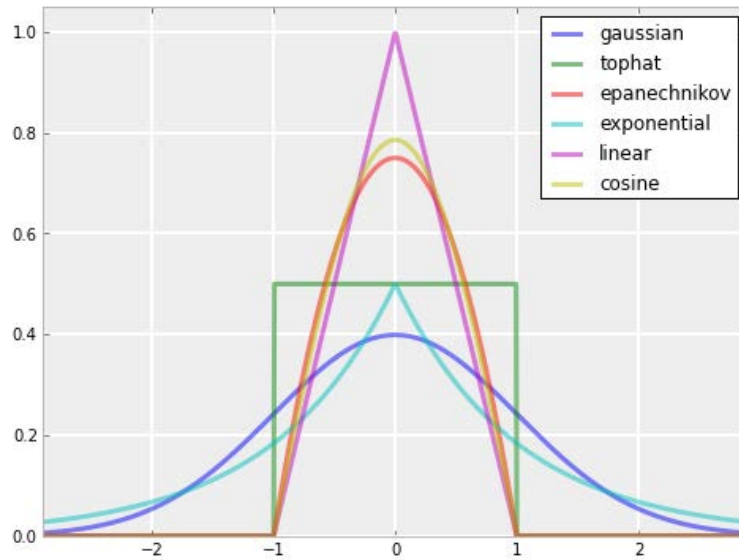


FIGURE C.3 – Quelques exemples de noyaux utilisables pour estimer une densité de probabilité.

## C.2 Estimation par noyau

L'estimation par noyau (KDE pour *kernel density estimation* ou encore méthode de Parzen-Rosenblatt) est une méthode non-paramétrique d'estimation de la densité de probabilité d'une variable aléatoire. Elle se base sur un échantillon d'une population statistique et permet d'estimer la densité en tout point du support.

Pour faire simple la méthode de Parzen est une généralisation de la méthode d'estimation par histogramme. Dans un histogramme, la densité en un point  $x$  est estimée par la proportion d'observations  $x_1, x_2, \dots, x_N$  qui se trouvent à proximité de  $x$ . Pour cela, on trace une boîte en  $x$  dont la largeur est gouvernée par un paramètre de lissage  $h$  (la taille de la boîte) ; on compte ensuite le nombre d'observations qui appartiennent à cette boîte. Cette estimation, qui dépend du paramètre de lissage  $h$ , présente de bonnes propriétés statistiques mais est par construction non-continue.

La méthode du noyau consiste à retrouver la continuité : pour cela, on remplace la boîte centrée en  $x$  et de largeur  $h$  par plusieurs noyaux (boîte de forme arbitraire par exemple gaussienne, rectangulaire ou autre ; voir la figure C.3 pour plus d'exemple) centrée sur chaque observation. L'estimateur est ensuite formé par la moyenne des noyaux comme le montre l'exemple de la figure C.4 avec un noyau gaussien. Alors que la forme du noyau n'a pas beaucoup d'influence sur l'estimateur, il n'en est pas de même pour le paramètre de lissage  $h$  (taille de la boîte, écart type de la gaussienne, etc.). Comme pour les histogrammes, un paramètre trop faible provoque l'apparition de détails artificiels tandis qu'une valeur trop grande gomme la majorité des caractéristiques de la distribution. Le choix de  $h$  est donc une question centrale dans l'estimation de la densité.

Une façon répandue d'obtenir une valeur de  $h$  est de supposer que l'échantillon de

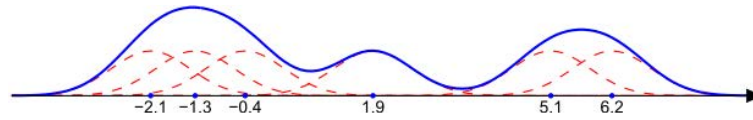


FIGURE C.4 – Six courbes en cloche gaussiennes (rouge) et leur somme (bleu). L’estimateur à noyau de la densité  $f(x)$  est en fait la moyenne (on divise par le nombre de courbes en cloche, ici 6). La variance des gaussiennes est définie à 0,5. Notons enfin que plus il y a d’observations dans le voisinage d’un point, plus sa densité est élevée. (source : wikipedia)

taille  $N$  est distribué selon une loi normale. Alors, on peut définir  $h$  comme :

$$h = 1,06 \hat{\sigma} N^{-1/5} \tag{C.2.1}$$

où  $\hat{\sigma}$  est l’écart-type de l’échantillon. Les différentes bibliothèques *Python* orientées vers le calcul statistique (comme *Scipy*, *Statsmodels* ou encore *Scikit-learn*) proposent des estimateurs plus robustes, adaptés à des distributions non-gaussiennes et déjà implémentés. Pour plus de détails j’invite le lecteur à se tourner vers la documentation et les codes sources de ces différentes routines/bibliothèques (disponibles en accès libre sur internet).

### C.3 Approche classique pour étudier l’intermittence : les fonctions de structure

Les fonctions de structure comptent parmi les outils les plus utilisés pour caractériser l’intermittence dans les écoulements turbulents homogènes. La fonction de structure d’ordre  $p$  d’un champ scalaire  $g$  se définit comme :

$$S_{p,g}(l) = \langle |g(x+l) - g(x)|^p \rangle. \tag{C.3.1}$$

Cette méthode possède de nombreuses propriétés intéressantes parmi lesquelles l’invariance par translation, l’autosimilarité et la possibilité d’être mesurée directement expérimentalement.

Dans le cadre de la phénoménologie de Kolmogorov [18], on peut montrer que les fonctions de structure pour les fluctuations du champ de vitesse dans le domaine inertiel  $S_p(l)$  suivent une loi de puissance en  $p/3$ , c’est-à-dire que  $S_p(l) \propto l^{p/3}$ . Cependant les mesures expérimentales montrent que plus on va à petite échelle et plus on s’éloigne de cette prédiction. Cela se caractérise par un écart à la prédiction linéaire en représentation logarithmique. Cet écart est généralement associé à l’intermittence.

En 1962, Kolmogorov propose une phénoménologie raffinée prenant en compte le caractère intermittent des écoulements turbulents. Cette nouvelle phénoménologie prédit que les fonctions de structure des fluctuations du champ de vitesses s’écrivent comme :

$$S_p(l) \propto l^{\zeta(p)} \tag{C.3.2}$$

avec  $\zeta(p) = p/3 + \beta(p/3)$  dans le cas hydrodynamique et  $\zeta(p) = p/4 + \gamma(p/4)$  dans le cas MHD où  $\beta(p/3)$  et  $\gamma(p/4)$  décrivent les déviations par rapport à une statistique

gaussienne pour laquelle  $\beta(p/3) = \gamma(p/4) = 0$ . À noter qu'une fois encore, la déviation à la statistique gaussienne est directement reliée à l'intermittence. Notons aussi que, dans le cas hydrodynamique,  $\zeta(3) = 1$  est un résultat exact qui peut être déduit des équations de Navier-Stokes pour une turbulence isotrope [150] et est donc indépendant de la phénoménologie de Kolmogorov. De même,  $\zeta(4) = 1$  est un invariant pour le cas MHD [151].

De nombreux modèles ont été proposés pour décrire l'intermittence et prédire le comportement des paramètres  $\beta$  et  $\gamma$  en fonction de  $p$  mais nous n'aborderons pas ces détails dans ce manuscrit. Le lecteur intéressé pourra se tourner par exemple vers Marsch and Tu (1997) [45].

Tout comme les spectres, les fonctions de structure semblent être des outils très pratiques pour caractériser la cascade turbulente. Cependant nous allons voir que ces outils, bien que pratique, deviennent très vite insuffisants lorsque le signal étudié est suffisamment régulier.

Les travaux de Schneider et al. (2004) [152] montrent que les fonctions de structure peuvent être vues comme un cas particulier d'ondelettes discrètes (voir l'annexe B), l'ondelette DOD :

$$\psi(x) = \delta(x+1) - \delta(x) \quad (\text{C.3.3})$$

où  $\delta(x)$  est la distribution de Dirac. Un incrément du champ de vitesse s'écrit alors

$$\tilde{u}_{x,l} = u(x+l) - u(x) = \langle u, \psi_{x,l} \rangle \quad (\text{C.3.4})$$

avec  $\psi_{x,l}(y) = \frac{1}{l} \left[ \delta\left(\frac{y-x}{l} + 1\right) - \delta\left(\frac{y-x}{l}\right) \right]$ . La fonction de structure d'ordre  $p$   $S_p(l)$  correspond alors au moment (en valeur absolue) d'ordre  $p$  du coefficient d'ondelette à l'échelle  $l$ ,

$$S_p(l) = \int_{-\infty}^{\infty} |\tilde{u}_{x,l}|^p dx. \quad (\text{C.3.5})$$

Comme les ondelettes DOD n'ont qu'un seul moment nul (leur moyenne), l'exposant de la fonction de structure d'ordre  $p$  est limité par  $p$ , c'est-à-dire que si  $S_p(l) \propto l^{\zeta(p)}$  alors  $\zeta(p) < p$  (voir par exemple [153]).

# Annexe D

## Phénoménologies et prédictions

A l'heure actuelle, il n'existe que très peu de résultats exacts sur les écoulements turbulents. Dans cette section nous allons voir que grâce à une approche descriptive de l'ensemble des phénomènes se déroulant dans un milieu turbulent, il est possible de faire quelques prédictions sur le comportement statistique de celui-ci.

### D.1 La cascade de Richardson : un voyage à travers les échelles

Dans un premier temps on considère un écoulement d'un fluide neutre incompressible, statistiquement stationnaire et maintenu en mouvement par une force extérieure  $\vec{f}(\vec{x}, t)$  qui lui donne constamment de l'énergie. On suppose que cette force (par unité de masse) est aléatoire, stationnaire, homogène et isotrope et que son spectre  $F(k)$  est concentré au voisinage d'un nombre d'onde  $k_0$  ce qui signifie que l'énergie est injectée autour de l'échelle  $l_0 = 1/k_0$ . Les équations de Navier-Stokes pour le champ de vitesse  $\vec{v}$  de cet écoulement nous donne :

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \nu \nabla^2 \vec{v} + \vec{f} \quad (\text{D.1.1})$$

où  $t$  représente le temps,  $p$  désigne la pression,  $\rho$  désigne la masse volumique du fluide et  $\nu$  désigne la viscosité cinématique du fluide.

En complément de cette équation on peut définir un nombre sans dimension, le nombre de Reynolds  $\text{Re}$  qui n'est autre que le rapport entre la force volumique d'inertie et la force volumique visqueuse :

$$\text{Re} = \frac{VL}{\nu} \quad (\text{D.1.2})$$

où  $V$  et  $L$  sont respectivement une vitesse et une dimension caractéristique du fluide. Ce nombre est très important en turbulence car il caractérise entièrement le régime de l'écoulement, à savoir laminaire ( $\text{Re} \leq 2000$ ), transitoire ( $2000 < \text{Re} < 3000$ ) ou turbulent ( $\text{Re} \geq 3000$ ).

On introduit ensuite la notion de vortacité  $\vec{w} = \nabla \times \vec{v}$  qui est une quantité qui décrit les mouvements de rotation locale à l'intérieur d'un fluide. Le terme local ici est important car la vortacité peut être différente de zéro, même si toutes les particules coulent en lignes droites, s'il y a du cisaillement, c'est-à-dire si la vitesse d'écoulement varie selon les lignes de courant. Prenons l'exemple d'un écoulement laminaire dans

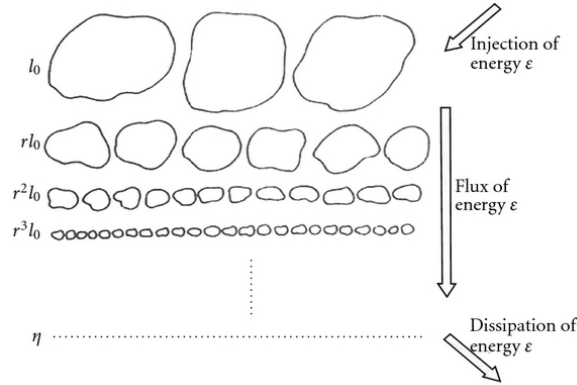


FIGURE D.1 – Illustration de la cascade de Richardson [154].

un tube de section constante, toutes les particules se déplacent parallèlement à l'axe de la conduite ; mais elles sont plus rapides au centre de la conduite, et pratiquement immobiles sur les bords. La vorticité est égale à zéro au centre, et est maximale à proximité des bords, là où le cisaillement est fort. À l'inverse, un écoulement peut avoir une vorticité nulle même si ses particules se déplacent le long de trajectoire incurvée, comme c'est le cas pour le vortex irrotationnel idéal (dans ce dernier, la vitesse  $u$  décroît en fonction de la distance au centre du vortex  $r$  comme  $u \propto 1/r$ ).

En moyennant l'expression D.1.1 et en supposant qu'à la fois pression et vitesse sont suffisamment régulières on obtient :

$$\frac{1}{2} \frac{\partial \langle v^2 \rangle}{\partial t} = \langle \vec{v} \cdot \vec{f} \rangle - \nu \langle w^2 \rangle \quad (\text{D.1.3})$$

On voit alors que le taux de variation de l'énergie cinétique  $\frac{1}{2} \frac{\partial \langle v^2 \rangle}{\partial t}$  est égal au taux moyen d'injection d'énergie  $\langle \vec{v} \cdot \vec{f} \rangle$  moins le taux moyen de dissipation de l'énergie  $\nu \langle w^2 \rangle$  qui fait intervenir la vorticité et donc ces fameux tourbillons. Dans un fluide homogène, les quantités comme l'énergie cinétique ou la puissance dissipée sont extensives. Cela veut dire que, dans une situation où les propriétés statistiques du champ de vitesses sont homogènes, l'énergie cinétique et la puissance dissipée sont proportionnelles à la masse totale du fluide. D'où la nécessité de rapporter ces quantités à l'unité de masse.

Maintenant pour un écoulement stationnaire,  $\langle v^2 \rangle$  est constant ce qui implique que

$$\langle \vec{v} \cdot \vec{f} \rangle - \nu \langle w^2 \rangle = 0 \quad (\text{D.1.4})$$

On note alors  $\epsilon = \langle \vec{v} \cdot \vec{f} \rangle = \nu \langle w^2 \rangle$ . L'analyse dimensionnelle  $[\epsilon] = \frac{[L^2]}{[T^3]}$  met en évidence que  $\epsilon$  peut être interprété à la fois comme le taux moyen d'injection d'énergie dans la turbulence et comme le taux moyen de dissipation de l'énergie, toujours par unité de masse.

L'hypothèse de stationnarité implique donc un équilibre entre l'injection d'énergie dans le système et la dissipation de cette même énergie. D'autre part pour que la turbulence soit pleinement développée, le nombre de Reynolds doit être très grand ce qui implique que la dissipation se fasse essentiellement à des échelles bien plus petites que l'échelle d'injection  $l_0$  (la viscosité est trop faible à grande échelle pour que l'énergie soit dissipée). L'équilibre entre injection et dissipation apparaît alors comme quelque chose de non trivial puisqu'il nécessite de prendre en compte des échelles très diverses. Ce développement nous conduit à l'image classique de la turbulence : la cascade de Richardson (voir la figure D.1).

Selon l'idée de Richardson le champ de vitesses est directement soumis à la force extérieure  $\vec{f}(\vec{x}, t)$  à l'échelle  $l_0$ . Les fluctuations s'organisent alors et forment des structures qui, par le fait de petites perturbations, peuvent devenir instables et se disloquer. Ce processus engendre récursivement des structures de plus en plus petites et c'est ainsi que l'énergie est transportée de l'échelle  $l_0$  à l'échelle  $l_1$  puis  $l_2$  et ainsi de suite jusqu'à l'échelle  $l_n = l_D$  à partir de laquelle les forces visqueuses commencent à agir et dissipent l'énergie provenant des grandes échelles. Dans ce processus de cascade des grandes échelles vers les petites, on suppose que les interactions non linéaires sont essentiellement locales, c'est-à-dire que la cascade se fait par petits sauts successifs d'une échelle voisine à l'autre, l'échange d'énergie se faisant par conséquent uniquement entre des échelles de tailles comparables.

Il faut bien garder en tête que le scénario de Richardson n'est qu'une vue de l'esprit d'un phénomène autrement plus complexe qu'un ensemble de tourbillons imbriqués. Les écoulements neutres sont d'ailleurs pour l'essentiel constitués de filaments de vorticités comparables à de mini tornades tandis que dans les écoulements magnétisés on retrouve souvent des nappes de courant.

## D.2 La phénoménologie de Kolmogorov (1941)

La phénoménologie de Kolmogorov (1941) [18] est basée sur le même principe que la cascade de Richardson, c'est-à-dire que des tourbillons emplissent l'espace et sont responsables du transfert d'énergie des grandes échelles vers les petites. Elle décrit une turbulence homogène et isotrope en supposant que le taux de transfert d'énergie  $\epsilon$  est constant quelle que soit l'échelle comprise entre l'échelle d'injection  $l_0$  et l'échelle de dissipation de l'énergie  $l_D$ . En hydrodynamique, cette gamme d'échelles est nommée domaine inertiel car ce sont les effets inertiels du mouvement qui dominent à ces échelles. Nous verrons par la suite qu'il existe aussi un domaine inertiel dans le vent solaire mais que ces propriétés sont légèrement différentes.

À partir des grandeurs caractéristiques de l'écoulement on peut définir un certain nombre de quantités utiles pour la suite du développement. En particulier on peut définir le nombre de Reynolds intégral  $R_e$  qui est le nombre de Reynolds à l'échelle d'injection  $l_0$  (aussi nommée échelle intégrale) :

$$R_e \sim \frac{l_0 v_0}{\nu} \quad (\text{D.2.1})$$

avec  $v_0$  la vitesse à l'échelle d'injection et  $\nu$  désigne la viscosité cinématique du fluide. On peut aussi calculer un nombre de Reynolds pour chaque échelle  $l$  de la zone inertielle

tel que  $l_0 \gg l \gg l_D$

$$R_{el} \sim \frac{lv_l}{\nu}. \quad (\text{D.2.2})$$

On peut aussi définir le temps de retournement (ou temps non linéaire)

$$\tau_{NL} = \tau_l \sim \frac{l}{v_l} \quad (\text{D.2.3})$$

qui peut être vu comme un ordre de grandeur du temps mis par une parcelle fluide piégée dans un tourbillon de taille  $l$  pour en faire un tour complet. Ce temps se déduit par analyse dimensionnelle de la partie non linéaire des équations de Navier-Stokes. De même, on peut définir un temps de dissipation :

$$\tau_D \sim \frac{l_D^2}{\nu} \quad (\text{D.2.4})$$

A l'échelle dissipative, nous avons la relation :

$$\frac{l_D^2}{\nu} \sim \frac{D}{v_D} \quad (\text{D.2.5})$$

Le taux de transfert d'énergie à l'échelle  $l$  s'écrit :

$$\epsilon_l \sim \frac{v_l^2}{\tau_l} \sim \frac{v_l^3}{l} \quad (\text{D.2.6})$$

Puisque le taux de transfert d'énergie est constant quelle que soit l'échelle dans la zone inertielle on obtient (en considérant que  $k \sim l^{-1}$ )

$$E_k \sim v_l^2/k \propto k^{-5/3} \epsilon^{2/3}. \quad (\text{D.2.7})$$

La pente en  $k^{-5/3}$  est une propriété universelle largement observée en turbulence hydrodynamique [20]. Cependant cette phénoménologie n'est pas, à première vue, valable que dans le cas d'un fluide neutre car elle ne tient pas compte d'éventuels effets liés aux forces électromagnétiques.

### D.3 Extension dans le cadre de l'approximation magnétohydrodynamique

L'idée développée par Kolmogorov pour les fluides neutres peut être étendue aux fluides conducteurs dans le cadre de la magnétohydrodynamique (MHD) [40, 41]. La principale différence avec le cas neutre vient du fait que par l'intermédiaire d'ondes appelées ondes d'Alfvén, le champ de vitesses et le champ magnétique sont couplés. Ces ondes sont caractérisées par une période, le temps d'Alfvén, de la forme (dans le cas isotrope) :

$$\tau_A \sim 1/\omega \sim 1/(k\mathcal{V}_A) \quad (\text{D.3.1})$$

où  $\mathcal{V}_A$  est la vitesse d'Alfvén qui dépend du champ magnétique extérieur. Dans le cas isotrope il n'existe pas de véritable champ magnétique extérieur mais on suppose

que les fluctuations à une échelle donnée voient les fluctuations à plus grande échelle comme un champ moyen extérieur. Dans le cas anisotrope, il y a bien souvent un champ magnétique uniforme qui impose une direction privilégiée, le champ extérieur est alors la somme du champ uniforme et de celui des grandes fluctuations  $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{b}$ . Grâce au champ magnétique on peut définir un second nombre de Reynolds, le nombre de Reynolds magnétique :

$$R_m = \mu_0 \sigma v L \quad (\text{D.3.2})$$

où  $\mu_0$  est la perméabilité du vide,  $\sigma$  est la conductivité électrique,  $L$  est la longueur caractéristique,  $v$  est la vitesse caractéristique du fluide. Il indique le rapport entre les termes de convection et de diffusion dans un fluide magnétique.

La présence d'ondes d'Alfvén modifie la dynamique non linéaire et rend le transfert d'énergie vers les petites échelles moins rapide. Dans le cas hydrodynamique, le transfert non linéaire d'énergie s'effectue par le biais de l'interaction continue entre tourbillons de taille voisine tandis qu'en MHD ce transfert est associé aux collisions sporadiques d'ondes d'Alfvén. Cette interprétation est manifeste dès lors qu'on écrit les équations de la MHD en variables d'Elsässer  $\vec{z}^\pm = \vec{u} \pm \vec{b}$  :

$$\frac{\partial \vec{z}^\pm}{\partial t} \mp (\vec{B}_0 \cdot \vec{\nabla}) \vec{z}^\pm + (\vec{z}^\mp \cdot \vec{\nabla}) \vec{z}^\pm = -\vec{\nabla} p + \nu_+ \nabla^2 \vec{z}^\pm + \nu_- \nabla^2 \vec{z}^\mp, \quad (\text{D.3.3})$$

où  $\nu_\pm = \nu \pm \eta$ . Le terme non linéaire correspond à l'interaction de deux ondes d'Alfvén ( $\vec{z}^+$  et  $\vec{z}^-$ ) qui se propagent dans des sens opposés. Les collisions n'étant plus continues, le transfert d'énergie est moins efficace. Le temps de transfert d'énergie entre les paquets d'onde est donc plus grand que celui entre les tourbillons classiques du cas hydrodynamique.

Dans l'approche phénoménologique de Iroshnikov et Kraichnan on considère deux paquets d'onde de taille  $l$  se propageant dans des directions opposées le long d'une ligne de champ magnétique à la vitesse d'Alfvén. L'idée importante dans l'interprétation de Iroshnikov et Kraichnan est qu'un paquet d'onde doit faire l'expérience de nombreuses interactions décorréliées avec d'autres paquets allant dans le sens contraire avant que son énergie ne soit transférée à une plus petite échelle. En supposant que les paquets sont décorréliés à l'échelle  $l$ , on peut estimer à partir des équations de la MHD la déformation que subissent les paquets d'onde après chaque collision  $\Delta v_l \sim (v_l^2/l)\tau_A$ . Les déformations ont lieu aléatoirement, par conséquent, le paquet d'onde sera fortement déformé après  $N \sim (v_l/\Delta v_l)^2 \sim (\mathcal{V}_A/v_l)^2$  collisions. On en déduit que le temps de transfert s'écrit :

$$\tau_{IK} \sim \frac{Nl}{\mathcal{V}_A} \sim \frac{l}{v_l} \frac{\mathcal{V}_A}{v_l}. \quad (\text{D.3.4})$$

En supposant que le flux d'énergie est constant quelle que soit l'échelle  $\epsilon \sim \epsilon_l \sim v_l^2/\tau_{IK}(l)$ , cela conduit immédiatement à l'obtention d'une loi l'échelle pour les fluctuations de vitesse  $v_l \propto l^{1/4}$ . Et puisque dans la phénoménologie de Iroshnikov et Kraichnan on fait l'hypothèse d'une équipartition entre énergie magnétique et cinétique, on obtient une loi d'échelle pour les fluctuations magnétiques. Finalement le spectre d'énergie s'écrit :

$$E_{IK}(k) = |v_k^2| k^2 \propto k^{-3/2} \quad (\text{D.3.5})$$

Pour plus de détails, j'invite le lecteur à se référer à [34, p. 330].



## D.4 Le cas anisotrope

Comme nous l'avons déjà dit précédemment, il n'est pas rare que les milieux turbulents soient anisotropes. Or, les phénoménologies que nous avons vues jusqu'à présent sont basées sur l'hypothèse de milieu isotrope. Une approche de la turbulence MHD anisotrope a été proposée par Goldreich et Sridhar (1995) [155]. Leur modèle est basé sur l'idée que les tourbillons (ou paquets d'onde) eux-même sont anisotropes. Ils sont fortement allongés le long des lignes de champ magnétique. Par conséquent, le temps de transfert d'énergie change et devient de l'ordre du temps nécessaire aux tourbillons (allant dans des sens contraires) pour passer l'un à côté de l'autre.

En supposant que les tourbillons ont une taille transverse  $l_{\perp}$  (par rapport au champ magnétique moyen) alors leur taille dans la direction parallèle au champ magnétique moyen  $l_{\parallel}$  peut être trouvée à partir de la condition dite d'équilibre critique, proposée par Goldreich et Sridhar (1995) [155]. Cette condition est remplie si, échelle par échelle, il existe un équilibre entre le temps de propagation linéaire  $\mathcal{V}_A/l_{\parallel}$  et le temps d'interaction non linéaire  $b_{l_{\perp}}/l_{\perp}$ . Cela revient à considérer que le passage d'un tourbillon crée une distorsion  $d \sim b_{l_{\perp}}l_{\parallel}/\mathcal{V}_A$  des lignes de champ magnétique dans la direction perpendiculaire et que cette distorsion est de l'ordre de la taille perpendiculaire du tourbillon  $l_{\perp}$ .

En utilisant un raisonnement similaire à celui de Kolmogorov, on peut montrer que le taux de transfert d'énergie perpendiculaire s'écrit  $\epsilon(k_{\perp}) \sim b_{l_{\perp}}^3/l_{\perp}$ . Toujours en supposant que ce taux est constant, la densité d'énergie spectrale des fluctuations perpendiculaires évolue en  $k_{\perp}^{-5/3}$ . Pour le taux de transfert parallèle on obtient  $\epsilon(k_{\parallel}) \sim b_{l_{\perp}}^2 \mathcal{V}_A/l_{\parallel}$  et un spectre en  $b_{l_{\perp}}^2/k_{\parallel} \sim k_{\parallel}^{-2}$ . Le raisonnement s'étend sans problème aux fluctuations du champ de vitesses dans l'hypothèse d'une équipartition entre énergie cinétique et magnétique.

# Annexe E

## Sondes et données spatiales

### E.1 Les sondes dans l'héliosphère

#### E.1.1 Les sondes Stereo

STEREO (*Solar TERrestrial RELations Observatory*, c'est-à-dire Observatoire des relations Soleil-Terre) est une mission spatiale de la NASA [156]. STEREO comprend deux satellites jumeaux (figure E.1), l'un précédant la Terre dans sa révolution autour du Soleil (STEREO A) et l'autre la suivant (STEREO B).

Progressivement les satellites s'écartent formant un angle par rapport au Soleil qui s'élargit de  $44^\circ$  par an (figure E.2). Les deux satellites STEREO sont quasiment identiques. Chaque satellite STEREO comporte 16 instruments regroupés en plusieurs ensembles. Les deux instruments que j'ai utilisé à bord de STEREO sont MAG (inclu dans IMPACT) et PLASTIC.

- IMPACT [157] (In situ Measurements of PArticles and CME Transients) comprend sept instruments effectuant des mesures locales : un analyseur d'électrons du vent solaire (SWEA : Solar Wind Electron Analyzer), un magnétomètre [158](MAG), ainsi que cinq détecteurs de particules mesurant les ions et électrons accélérés lors des éjections de masse coronale : détecteur des électrons suprathermiques (STE), des protons et électrons (SEPT), des ions suprathermiques (SIT), des protons et ions à basse énergie (LET), des ions et protons à haute énergie (HET). Trois de ces instruments (SWEA, STE, MAG) sont installés sur un mât long de 6 mètres qui s'étend à l'opposé de la direction du Soleil. Les quatre autres qui forment la suite SEP sont installés sur la plateforme. MAG mesure le champ magnétique continu à une cadence de 8 Hz en mode normal et à une cadence de 32 Hz en mode rafale.
- PLASTIC [159] (PLAsma and SupraThermal Ion and Composition) étudie le vent solaire au niveau de la couronne solaire et les processus au sein de l'héliosphère. PLASTIC fournit les caractéristiques locales des protons, des particules alpha et des ions lourds à une cadence de 1/60 Hz.

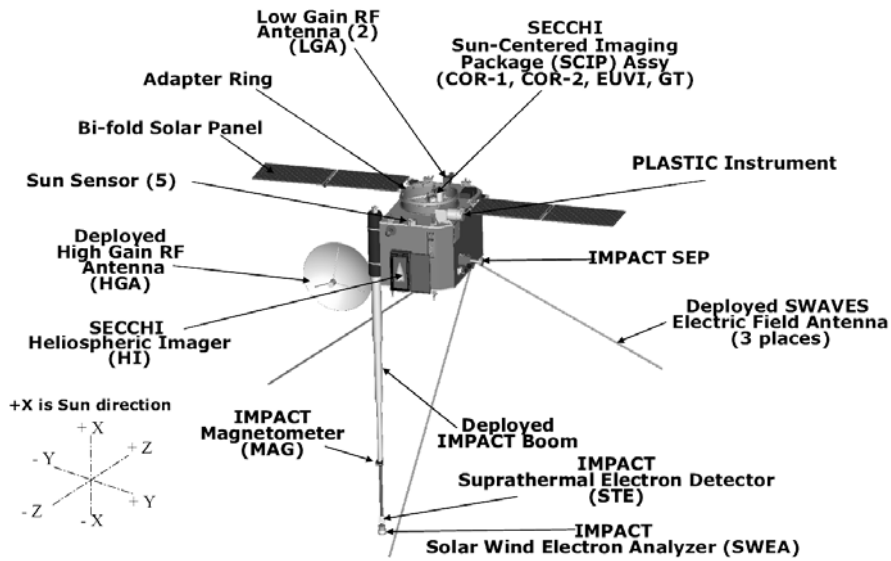


FIGURE E.1 – Illustration de la sonde STEREO B en configuration déployée. L'instrument SECCHI pointe vers le Soleil et le mât d'IMPACT et les antennes SWAVES sont dans le sens opposé. Le grand mât vertical (le mât d'IMPACT) fait environ six mètres de long. Source : NASA

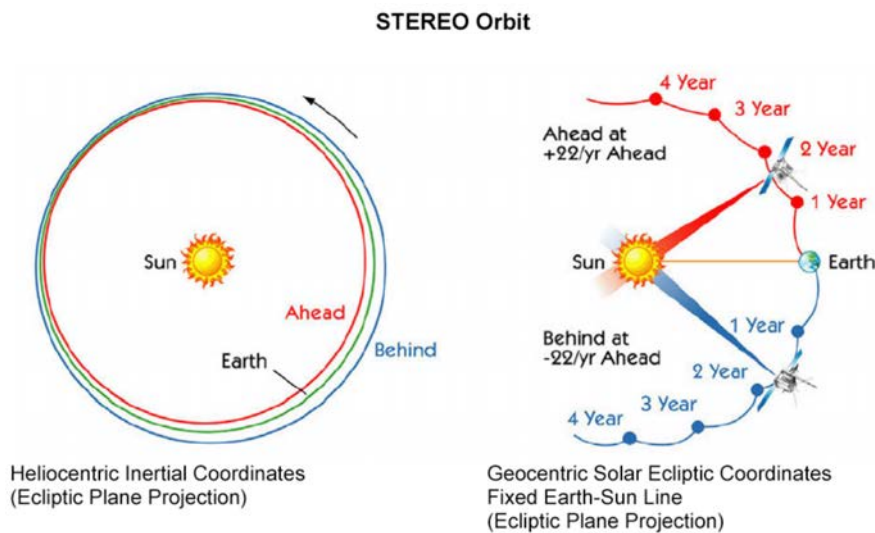


FIGURE E.2 – Orbites des sondes STEREO A et B autour du Soleil.

### E.1.2 La sonde Wind

Wind est un satellite scientifique développé par la NASA chargé de recueillir des données sur le vent solaire et les interactions de celui-ci avec la magnétosphère terrestre. Il a été lancé le 1er novembre 1994. Il fait partie d'une série de satellites lancés dans les années 1990 pour effectuer des observations conjointes des interactions entre le vent solaire et le champ magnétique terrestre. Il est placé durant la première phase de sa mission sur une orbite très elliptique côté jour dont l'apogée oscille entre 80 et 250 rayons terrestres et le périhélie se situe à une distance de la Terre comprise entre 5 et 10 rayons terrestres avec une inclinaison de  $19,6^\circ$ . À partir de novembre 1996 Wind est placé sur une orbite halo autour du point de Lagrange L1 du système Soleil-Terre situé entre la Terre et le Soleil. Les deux instruments que j'ai utilisés à bord de Wind sont MFI et SWE :

- le magnétomètre MFI (Magnetic Field Investigation) est placé sur un mât de 12 m. Il mesure le champ magnétique continu à une cadence de 22 ou 11 vecteurs par seconde (selon le mode de télémétrie). Une description complète de l'instrument peut être trouvée dans l'article de revue de Lepping et al. (1995) [160].
- L'instrument de mesure des ions et électrons du vent solaire SWE (Solar Wind Experiment). Une description complète de l'instrument peut être trouvée dans l'article de revue de Ogilvie et al. (1995) [161].

### E.1.3 La sonde Helios 2

Helios 2 est l'une des deux sondes spatiales développées en coopération par la république fédérale d'Allemagne et la NASA. Elle fut lancée en 1976 et placée en orbite autour du Soleil.

Helios 2 a été lancée le 10 janvier 1976. À l'époque, la sonde spatiale est placée sur une orbite de 187 jours qui la fait passer à 43,5 millions de km (0,29 UA) du Soleil. Le 17 avril 1976 Helios 2 effectue son passage au plus près du Soleil en atteignant la vitesse héliocentrique de 70 km/s.

Durant mon étude j'ai utilisé les mesures du champ magnétique, de la température, de la vitesse et de la densité du vent solaire.

L'instrumentation à bord se compose principalement de :

- Un détecteur de plasma développé par l'institut Max Planck étudie les particules à basse énergie avec trois types de senseurs : un analyseur de protons et des particules alpha lorsque l'énergie est comprise entre 231 eV et 16 keV, un détecteur de protons et de particules lourdes et un détecteur d'électrons. L'instrument permet de déterminer tous les paramètres importants du vent solaire : densité, vitesse, température... Les mesures sont faites toutes les minutes.
- Un magnétomètre à saturation (fluxgate) développé par l'université de Braunschweig en Allemagne mesure les trois composants vectoriels du champ magnétique. L'intensité est mesurée avec une précision de 0,4 nT lorsqu'elle est inférieure à 102,4 nT et de 1,2 nT pour une intensité inférieure à 409,6 nT. Deux fréquences d'échantillonnage sont disponibles : un relevé toutes les 2 secondes ou 8 relevés par seconde.

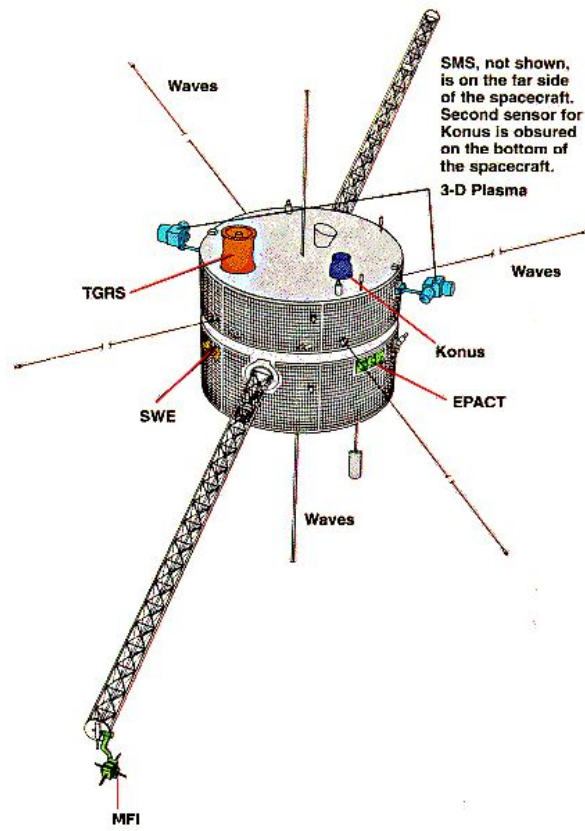


FIGURE E.3 – Illustration de la sonde Wind et des différents instruments à bord.

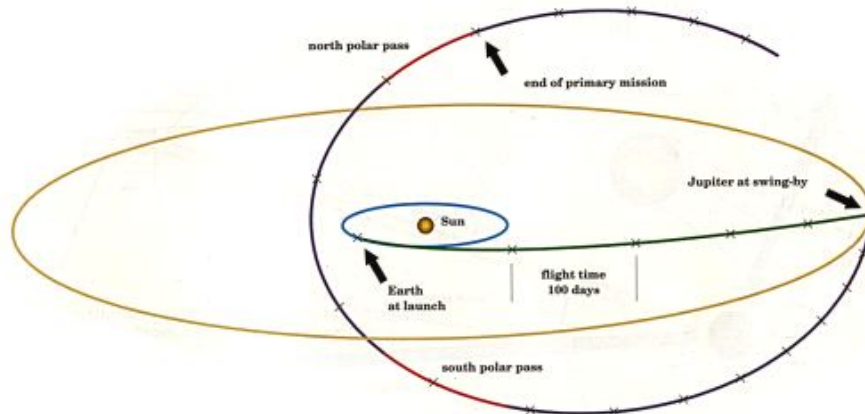


FIGURE E.4 – Les différentes phases d'orbite d'Ulysses autour du Soleil.

- Un deuxième magnétomètre à saturation (fluxgate) développé par le Centre spatial Goddard de la NASA avec une précision de 0,1 nT autour de 25 nT, de 0,3 nT autour de 75 nT et de 0,9 nT pour une intensité de 225 nT.
- Un magnétomètre à bobine d'induction (search coil) développé par l'université de Braunschweig mesure les fluctuations du champ magnétique dans la bande de fréquences 5 Hz-3 kHz. Une résolution spectrale est effectuée dans l'axe de rotation de la sonde spatiale.

#### E.1.4 La sonde Ulysses

Ulysses est une sonde spatiale développée conjointement par la NASA et l'ESA

Lancée le 6 octobre 1990, la sonde a utilisé l'assistance gravitationnelle de Jupiter (en février 1992) pour parvenir à quitter l'écliptique et se placer sur une orbite héliocentrique polaire. Ulysses est le premier engin scientifique qui est parvenu à recueillir des données au niveau des hautes latitudes du Soleil. La sonde est placée sur une orbite de transfert de Hohmann dont l'apogée se situe au niveau de l'orbite de Jupiter à 5 UA du Soleil et le périhélie au niveau de l'orbite de la Terre (voir la figure E.4). En 1994 Ulysses effectue son premier passage au-dessus des hautes latitudes du Soleil : la sonde est en septembre 1994 à l'aplomb des régions du pôle sud du Soleil (inclinaison  $-80,2^\circ$ ) et le 31 juillet 1995 à l'aplomb des régions du pôle nord (inclinaison  $80,2^\circ$ ) avant de s'éloigner vers Jupiter. Pour les informations sur les instruments, se référer à Balogh et al. (1992) [162]

#### E.1.5 Les sondes Cluster

Cluster est une mission de l'ESA qui comprend quatre satellites identiques volant en formation. Ces satellites sont chargés d'étudier les interactions entre le vent solaire et la magnétosphère terrestre. Ils sont en orbite autour de la Terre et passent régulièrement dans le vent solaire comme le montre la courbe rouge de la figure E.5. La description complète des instruments à bord de Cluster peut être trouvée dans Cred-

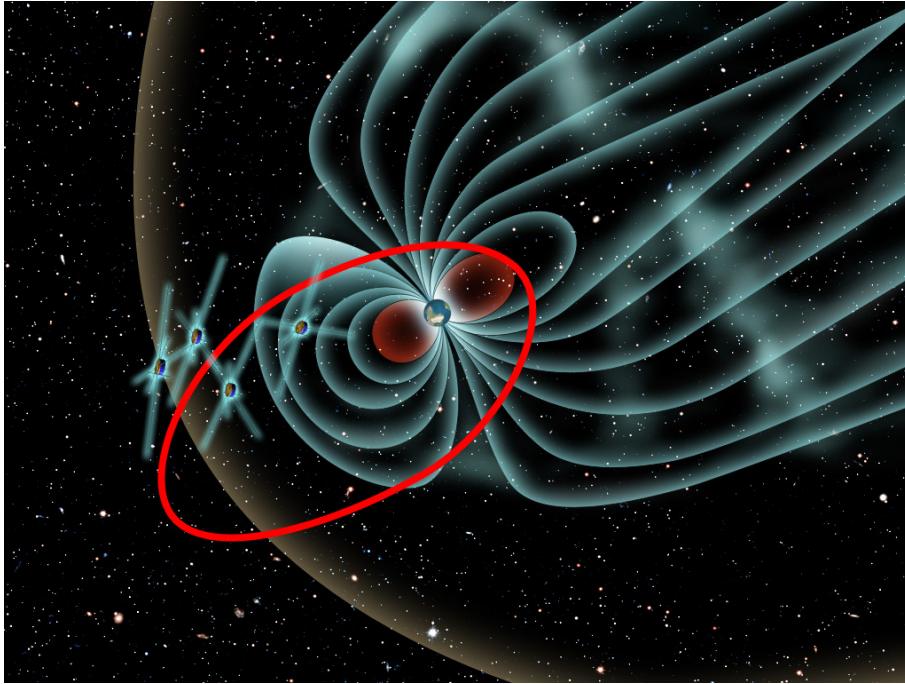


FIGURE E.5 – Orbite des satellites Cluster autour de la Terre. Elle passe à la fois par la Magnétosphère et le vent solaire.

land et al. (1997) [163]. Pour ma part j'ai uniquement utilisé les instruments FGM, STAFF-FC et CIS.

- L'instrument FGM (Fluxgate Magnetometer) est un magnétomètre qui mesure le champ magnétique continu [164].
- STAFF (Spatio-Temporal Analysis of Field Fluctuation experiment) mesure la magnitude et direction des fluctuations électromagnétiques ainsi que la corrélation croisée de E et B. Le magnétomètre à bobine d'induction (STAFF-SC pour *search coil*) fournit les formes d'onde du champ magnétique jusqu'à une cadence de l'ordre de 450 Hz en mode rafale.
- L'instrument CIS (Cluster Ion Spectroscopy experiment) permet de déterminer la composition du plasma et la répartition 3D des ions.

## E.2 Le temps d'une mesure

Chaque mesure effectuée dans l'espace est associée à un temps. Cependant, il en existe de nombreux systèmes de temps comme le Temps Atomique International (TAI), le Temps Terrestre (TT) ou encore le Temps Universel (TU). C'est le temps universel qui est utilisé comme standard pour les mesures spatiales mais là encore il existe plusieurs versions du Temps universel :

- UT0 : Temps universel mesuré dans un observatoire en observant le mouvement diurne d'étoiles ou de radiosources extragalactiques et d'observations multiples



de la Lune et de satellites artificiels terrestres. Il n'est pas corrigé du mouvement des pôles géographiques terrestre par rapport à l'axe de rotation de la planète ; ce mouvement polaire induit une variation de plusieurs mètres dans la position géographique d'un point quelconque de la Terre et des observatoires différents mesurent des valeurs différentes de UT0 au même moment. Cette valeur n'est donc pas universelle à proprement parler.

- UT1 : obtenu en corrigeant UT0 des effets du mouvement polaire à la longitude de l'observatoire. UT1 est le même en tout point de la Terre et définit un vrai angle de rotation de la planète par rapport à un référentiel fixe. La rotation de la Terre n'étant pas uniforme, UT1 possède une incertitude de  $\pm 3$  ms par jour.
- UTC : Temps universel coordonné, standard international sur lequel le temps civil est fondé. Il est fondé sur le Temps atomique international (TAI), lui-même fondé sur la définition de la seconde et établi à l'aide d'un ensemble d'horloges atomiques réparties sur la Terre (ce qui le rend extrêmement précis). UTC et TAI diffèrent d'un nombre entier de secondes, mais UTC est maintenu à moins de 0,9 s d'UT1 en introduisant une seconde intercalaire aussi souvent que nécessaire. Lorsque la précision souhaitée n'est pas plus grande qu'une seconde, UTC peut être utilisé comme approximation d'UT1. La différence entre UT1 et UTC est appelée DUT1.

Pour les mesures spatiales, on a besoin d'une grande stabilité et d'une grande précision, c'est pourquoi on utilise la version UTC du TU.

## E.3 Bruit des données magnétiques

Dans le cas des données magnétiques, les fluctuations observées sont parfois de très faibles amplitudes. Dans ce cas le bruit instrumental peut entraîner un aplatissement du spectre magnétique à haute fréquence. Ce bruit se compose en réalité d'une composante intrinsèque à l'instrument et du bruit de numérisation du signal.

### E.3.1 Le bruit intrinsèque de l'instrument

Le bruit des magnétomètres comme celui à bord de STEREO ou de Wind est caractérisé par un spectre en  $1/f$ , c'est un bruit rose. Généralement, ce bruit est de l'ordre de  $10^{-5}$  nT<sup>2</sup>/Hz à 1 Hz [103, 158]. Pour estimer l'influence du bruit instrumental sur un signal donné, il est possible de synthétiser différents bruits colorés (bruits en  $1/f^\alpha$ ) à partir d'un bruit blanc (pour lequel la densité spectrale de puissance est la même pour toutes les fréquences). Les travaux de Kasdin (1995) [165] traitent des techniques de génération de bruits colorés et indiquent comment simuler différents types de processus pour différentes valeurs de  $\alpha$ .

### E.3.2 Le bruit de numérisation

Pour transmettre l'information, il faut enregistrer les données sur un nombre  $n + 1$  de bits. Un de ces bits est réservé pour le signe du signal, les  $n$  bits restants sont utilisés pour représenter de manière discrète la valeur absolue du signal qui varie entre zéro et la valeur maximale de la gamme de fonctionnement de l'instrument. Chacun des  $n$  bits



peut stocker deux valeurs (0 ou 1). On a donc  $2^n$  possibilités d'écriture différentes. Il en résulte que la valeur absolue du signal peut être représentée par  $2^n$  valeurs discrètes.

Si on prend l'exemple des sondes STEREO, les données sont enregistrées sur 16 bits. Le magnétomètre possède deux gammes de fonctionnement, l'une entre  $\pm 512$  nT et l'autre entre  $\pm 64$  nT, les pas de numérisation sont donc respectivement de l'ordre de 0,016 nT et 0,002 nT. Les fluctuations de plus faible amplitude que le pas de numérisation sont donc perdues lors de la numérisation. Cet effet se cumule avec le bruit intrinsèque de l'instrument et accentue l'aplatissement du spectre à haute fréquence.

## **Annexe F**

# **Coherent Events and Spectral Shape at Ion Kinetic Scales in the Fast So- lar Wind Turbulence**

S. Lion, O. Alexandrova et A. Zaslavsky ; The Astrophysical Journal, Volume 824,  
Issue 1, article id. 47, pp. (2016). DOI : [10.3847/0004-637X/824/1/47](https://doi.org/10.3847/0004-637X/824/1/47)



## COHERENT EVENTS AND SPECTRAL SHAPE AT ION KINETIC SCALES IN THE FAST SOLAR WIND TURBULENCE

SONNY LION, OLGA ALEXandroVA, AND ARNAUD ZASLAVSKY

LESIA, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Universités, UPMC Univ. Paris 06,  
Univ. Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, France; [sonny.lion@obspm.fr](mailto:sonny.lion@obspm.fr)  
Received 2015 July 11; accepted 2016 March 16; published 2016 June 9

### ABSTRACT

In this paper we investigate spectral and phase coherence properties of magnetic fluctuations in the vicinity of the spectral transition from large, magnetohydrodynamic to sub-ion scales using in situ measurements of the *Wind* spacecraft in a fast stream. For the time interval investigated by Leamon et al. (1998) the phase coherence analysis shows the presence of sporadic quasi-parallel Alfvén ion cyclotron (AIC) waves as well as coherent structures in the form of large-amplitude, quasi-perpendicular Alfvén vortex-like structures and current sheets. These waves and structures importantly contribute to the observed power spectrum of magnetic fluctuations around ion scales; AIC waves contribute to the spectrum in a narrow frequency range whereas the coherent structures contribute to the spectrum over a wide frequency band from the inertial range to the sub-ion frequency range. We conclude that a particular combination of waves and coherent structures determines the spectral shape of the magnetic field spectrum around ion scales. This phenomenon provides a possible explanation for a high variability of the magnetic power spectra around ion scales observed in the solar wind.

*Key words:* magnetic fields – methods: data analysis – plasmas – solar wind – turbulence – waves

### 1. INTRODUCTION

In typical hydrodynamic (HD) flow, a turbulence cascade develops between energy injection and energy dissipation scales and its spectrum  $\sim k^{-5/3}$  can be described by Kolmogorov's phenomenology (Kolmogorov 1941). The coherent structures, responsible for intermittency, are filaments of vorticity that are localized in space but cover all scales, from the energy injection scale up to the dissipation scale  $\ell_d$ , i.e., their cross section is of the order of  $\ell_d$  (Frisch 1995). The situation is mostly the same for magnetohydrodynamic turbulence, where the absence of characteristic scales gives rise to a well defined power-law behavior of the spectrum of turbulent fluctuations. Dissipative processes are in this case related to the plasma resistivity, and coherent structures, responsible for intermittency, are usually current sheets with a thickness of the order of  $\ell_d$ .

However, in the solar wind, the resistivity and the viscosity are extremely low, and turbulence can develop down to characteristic scales of the plasma before being dissipated. The first range of characteristic scales encountered are the ion kinetic scales, such as ion cyclotron frequency  $f_{ci} = q_i B_0 / 2\pi m_i$  ( $B_0$  being the mean magnetic field), the ion Larmor radius  $\rho_i = v_{th\perp i} / 2\pi f_{ci}$ , with ion thermal speed  $v_{th\perp i} = \sqrt{2k_B T_{\perp i} / m_i}$  ( $T_{\perp i}$  being the ion temperature perpendicular to  $B_0$ ), and the ion inertial length  $\lambda_i = c / \omega_{pi}$  (the ion plasma frequency is defined as  $\omega_{pi} = q_i \sqrt{n_i / \epsilon_0 m_i}$ ,  $\epsilon_0$  being the permittivity of free space). Observations show that the Kolmogorov-like cascade ends at these scales, and the spectrum is observed to be steeper at smaller scales, exhibiting another power-law behavior in the so-called kinetic range (e.g., Alexandrova et al. 2013). In between these two power-law regimes lies the so-called transition range, around the ion characteristic scales. The spectral shape of this transition region is quite variable. It can sometimes be adequately fitted by a power law (as was done, e.g., in Smith et al. 2006 or in Sahraoui et al. 2010), but it sometimes exhibits a non-power-law smooth transition

behavior, as observed by Bruno & Trenchi (2014), for example, or even positive slopes in the presence of quasi-monochromatic waves (Jian et al. 2014).

Several authors studied this transition range by introducing a break frequency  $f_b$ , defined as the upper boundary of the Kolmogorov cascade. This frequency was usually determined to be the intersection of slopes obtained by independent linear fits of the lower and upper frequency parts of the spectrum (e.g., Bourouaine et al. 2012). Furthermore, numerous studies attempted to correlate the break frequency  $f_b$  with ion plasma characteristic scales in order to determine which physical process controls the spectral steepening. This includes, for example, the studies of Leamon et al. (2000), Markovskii et al. (2008), Perri et al. (2010), Bourouaine et al. (2012), and Bruno & Trenchi (2014). But these authors do not agree on which scale, if any, is best correlated with  $f_b$ , and therefore which process governs the physics of the spectral steepening.

Our purpose here is to study which physical processes are at work around ion scales, how these processes influence the spectral shape at these scales, and therefore why the transition region does sometimes exhibit a clear spectral break and sometimes not. To do this, we chose to re-analyze a fast solar wind interval used in Figure 1 of Leamon et al. (1998) wherein a sharp and well defined break was observed. We use the Morlet wavelet transform, which gives us the possibility to have information on the local phase of the signal. Using this tool, we show that the clear spectral break at the frequency  $f_b \simeq 0.4$  Hz results from the superimposition of (i) non-coherent and unpolarized fluctuations, (ii) emissions of parallel propagating Alfvén ion cyclotron (AIC) waves in a narrow frequency range around  $f_b$ , and (iii) large-amplitude coherent structures in the form of Alfvén vortex-like structures and current sheets. These structures cover a very large range of scales in the inertial range; their smallest scale, or their characteristic size, appears to be a few  $\lambda_i$  or  $\rho_i$ , which is close to  $f_b$  by the Doppler shift.

Our work also sheds light on the nature of intermittency in the solar wind. Previous studies showed the role of planar

structure like current sheets, rotational discontinuities and shocks in solar wind intermittency (Veltri 1999; Salem et al. 2009; Greco et al. 2012; Perri et al. 2012). Here, we point out that besides current sheets and rotational discontinuities, we find also the signature of vortex-like structures at ion scales, indicating that our vision of solar wind intermittency was too restricted to planar structures and ignored filamentary structures like vortices.

Our results clearly show, as well, that the physics of solar wind turbulence around ion scales is not governed by a single physical process. Because the proportion of structures, waves, and non-coherent fluctuations is not always the same and depends on local phenomena (wave instabilities) and non-local ones (convection of structures), the spectral shape may vary from time to time. These results may help to explain why the break is not a permanent feature in the solar wind and also why there is no single characteristic scale that controls the spectral steepening at ion scales (as it is usually defined).

The paper is organized as follows. Section 2 describes the spacecraft data and summarizes the plasma parameters as well as the spectral properties of the selected interval; Section 3 includes the identification and characterization of the most energetic and polarized magnetic fluctuations of the time interval. In Section 4, we detail the spectral contribution of waves, coherent structures, and the rest of the signal by using the wavelet coherency technique. Finally, Section 5 summarizes our findings and brings our conclusions.

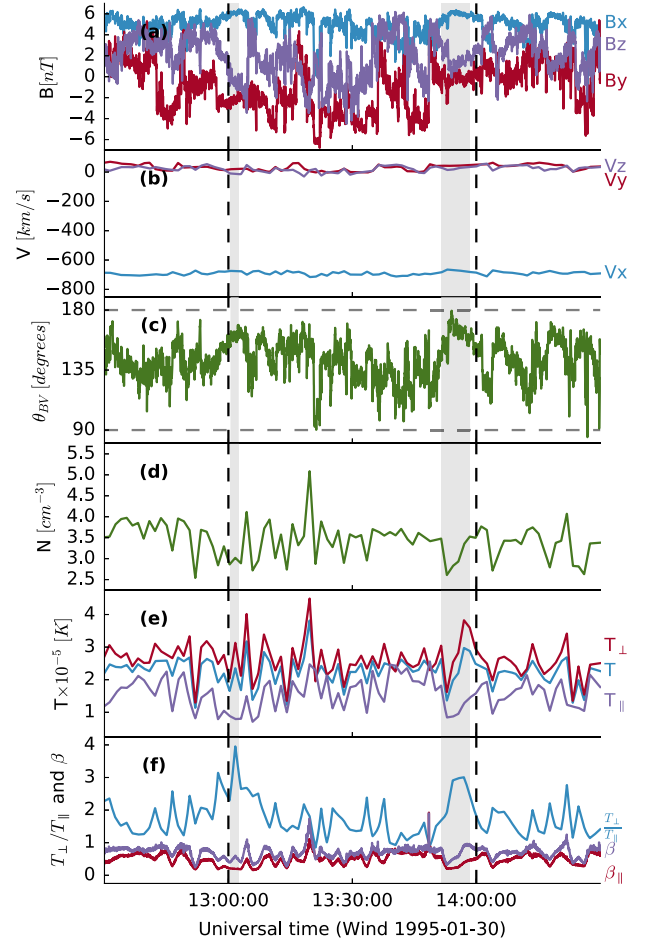
## 2. OVERVIEW OF INTERVAL

We consider here an interval of two hours [12:30:00–14:30:00] UTC on 1995 January 30 of measurements of the local magnetic field vector obtained by the MFI instrument (Lepping et al. 1995) on board the *Wind* spacecraft with a resolution of 184 ms; we use also the 92 s resolution proton data from the SWE instrument (Ogilvie et al. 1995). Since these magnetic field and proton measurements are not evenly spaced in time and have time gaps, we interpolated all the data to the resolution of 184 ms for MFI and 92 s for SWE. All vector data are given in the geocentric solar ecliptic (GSE) reference frame.

Figure 1 shows the plasma parameters in the studied time interval, in the following order: the three components of the magnetic field  $\mathbf{B}$ , the three components of the velocity vector  $\mathbf{V}$ , the angle  $\theta_{BV}$  between  $\mathbf{B}$  and  $\mathbf{V}$ , the proton density  $N$ , the total proton temperature  $T$  (blue line), perpendicular  $T_{\perp}$  (red line) and parallel  $T_{\parallel}$  (purple line) proton temperatures ( $\parallel/\perp$  with respect to the mean magnetic field  $\mathbf{B}_0$ ), the plasma parameters  $\beta = nkT/(B^2/2\mu_0)$  (purple line) and  $\beta_{\parallel} = nkT_{\parallel}/(B^2/2\mu_0)$  (red line), and the temperature anisotropy  $T_{\perp}/T_{\parallel}$  (blue line). The central interval between 13:00:00 and 14:00:00 UTC delimited by dashed lines is the interval used in Figure 1 of Leamon et al. (1998). Two areas of interest discussed below are indicated by gray filled bands.

Table 1 summarizes the parameters of the plasma in the central interval. In particular, it can be noted that the mean velocity corresponds well to the fast wind stream  $|\mathbf{V}_0| = (691 \pm 12) \text{ km s}^{-1}$ . Moreover the field-to-flow angle is  $\theta_{BV} = (143 \pm 17)^{\circ}$ , which implies that  $\mathbf{B}_0$  nearly follows the Parker spiral (Parker 1958) and is directed sunward. The complete interval presents similar characteristics.

The spectrum of the central interval (between 13:00:00 and 14:00:00 UTC) is presented in the upper panel of Figure 2 as a



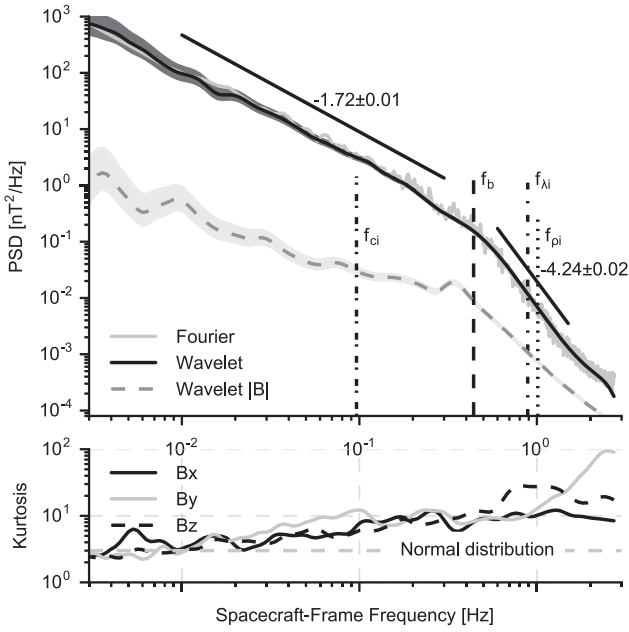
**Figure 1.** Time series of solar wind data as measured by the *Wind* spacecraft on 1995 January 30. From the top down, the six panels show (a) the vector magnetic field  $\mathbf{B}$ , (b) the vector proton velocity  $\mathbf{V}$ , (c) the angle between  $\mathbf{B}$  and  $\mathbf{V}$ , (d) the proton density, (e) the proton total, parallel, and perpendicular temperatures, with respect to the mean magnetic field, and (f) the plasma ion  $\beta$ ,  $\beta_{\parallel}$ , and temperature anisotropy ( $T_{\perp}/T_{\parallel}$ ). Gray filled bands represent two areas where AIC waves are present (as shown in Section 3). The central interval between the two dashed lines corresponds to Figure 1 of Leamon et al. (1998) and is used here for the spectral analysis, whereas the entire interval is used for the rest of the study.

**Table 1**  
Average Plasma Parameters between 13:00:00 and 14:00:00 UTC, on 1995 January 30, as Measured by the *Wind* Spacecraft

$B$ (nT)	$6.3 \pm 0.2$ (0.8, -0.2, 0.3)
$V$ (km s $^{-1}$ )	$691 \pm 12$ (-0.998, 0.045, 0.032)
$\theta_{BV}$ (deg)	$143 \pm 17$
$N$ (cm $^{-3}$ )	$3.4 \pm 0.4$
$T$ (K)	$(22.8 \pm 3.9) \times 10^4$
$T_{\perp}/T_{\parallel}$	$1.8 \pm 0.6$
$\beta; \beta_{\parallel}$	$0.7 \pm 0.2; 0.5 \pm 0.2$
$\rho_i$ (km)	$108 \pm 10$
$\lambda_i$ (km)	$124 \pm 6$
$f_{ci}$ (Hz)	$0.096 \pm 0.003$

**Note.** Unit vectors are given in brackets in the GSE reference frame.

function of the frequency in the spacecraft frame. The black curve shows the total power spectral density (PSD) calculated with the continuous wavelet transform (see Equation (4) in Appendix A), the filled area represents its 95% confidence



**Figure 2.** Upper panel: total power spectral density of the magnetic field (solid lines) as a function of frequency in the spacecraft frame as measured by *Wind* on 1995 January 30, from 13:00 to 14:00 UTC, computed with FFT (gray) and Morlet wavelet (black) algorithms. The spectrum of compressible magnetic fluctuations (gray dashed line) is computed from the magnetic field modulus with Morlet wavelets, PSD( $|\mathbf{B}|$ ). Straight lines show power-law fits. Vertical lines indicate the break frequency  $f_b$  (dashed), the ion cyclotron frequency  $f_{ci}$  (dashed-dotted, left), as well as the inertial length  $f_{\lambda_i}$  (dashed-dotted, right) and the Larmor radius  $f_{\rho_i}$  (dotted) Doppler-shifted to spacecraft frequency using the Taylor hypothesis (Taylor 1938). Lower panel: kurtosis for each component of the magnetic field computed from wavelet coefficients. The horizontal dashed line indicates the value of 3 expected for a normal distribution. The bump in PSD( $|\mathbf{B}|$ ) at 0.33 Hz and the oscillations of the kurtosis of  $B_x$  and  $B_y$  are due to the spinning frequency of the *Wind* spacecraft.

interval (Equation (7)), while the gray curve shows, for comparison, the total spectrum calculated with a windowed Fourier transform by applying a pre-whitening and post-darkening, as was done by, e.g., Leamon et al. (1998) and Bieber et al. (1993). The dashed line shows the spectrum of the magnetic field modulus  $B = |\mathbf{B}|$ , which is used as a proxy for the compressible fluctuations. Again, the filled area represents the 95% confidence interval. One can notice that the confidence interval is negligible compared to the thickness of the curve for frequencies higher than 0.1 Hz. For the other spectra of this paper, the confidence intervals are almost the same as in Figure 2.

Spectra end at  $\sim 2.7$  Hz, the Nyquist frequency of the MFI data of this interval. At frequencies  $f > 1.6$  Hz there appears a flattening of the spectrum caused by the contribution from instrumental noise. The probe’s spin at 0.33 Hz is not visible on the total spectrum, but appears in the modulus spectrum as an excess of energy around that frequency. The break frequency  $f_b \simeq 0.44$  Hz as well as characteristic plasma frequencies  $f_{ci} \simeq 0.096$  Hz,  $f_{\lambda_i} = \frac{V}{2\pi\lambda_i} \simeq 0.89$  Hz, and  $f_{\rho_i} = \frac{V}{2\pi\rho_i} \simeq 1.0$  Hz are indicated by vertical lines. Note that the ion characteristic scales cover, in this case, one decade in frequency,  $\sim [0.1, 1]$  Hz.

We also show power-law fitting for frequency ranges  $[10^{-2}, 0.3]$  Hz (inertial range) and  $[0.6, 1.6]$  Hz (transition range), respectively,  $f^{-1.72}$  and  $f^{-4.25}$ . These results are similar to those obtained by Leamon et al. (1998). We note that  $f^{-4.25}$  is

obtained for a very short frequency interval. The break frequency  $f_b$  is near the plasma characteristic frequencies but does not match any of them.

The lower panel of Figure 2 shows the kurtosis (Zwillingger & Kokoska 2000; Jones et al. 2001) for three components of the magnetic field in the GSE frame as a function of the frequency. Within the inertial range, the kurtosis of the three components increases with the frequency, as expected for an intermittent turbulent cascade. At ion scales, the kurtosis of the three components changes its behavior: it shows a plateau. Such a plateau around ion scales has already been observed in the solar wind by Alexandrova et al. (2008) and Wu et al. (2013). Then at sub-ion scales, the kurtosis of the  $B_y$  component increases again, while for  $B_x$  and  $B_z$  the plateau continues. However, at these high frequencies the measurements are too close to the instrumental noise to give any firm conclusions. The ratio between the spectrum of compressible fluctuations and the total PSD, the so-called compressibility index (not shown here), increases with increasing frequency as one approaches the ionic scales, as already observed by Alexandrova et al. (2008), Salem et al. (2012), and Kiyani et al. (2013).

### 3. IDENTIFICATION OF WAVES AND STRUCTURES

The spectra give a global vision of the properties of an interval but do not allow one to distinguish between the different processes at work, which can appear at different times. In contrast, wavelet spectrograms (or scalograms) allow one to follow the energy evolution of the magnetic field fluctuations in the time–frequency (or time–scale) space (Farge 1992; Farge & Schneider 2015).

We use hereafter scalograms compensated by the inertial range spectrum observed here  $\propto f^{-1.7}$  (see Figure 2). This compensation allows one to see more clearly variations of the magnetic energy relative to the background.

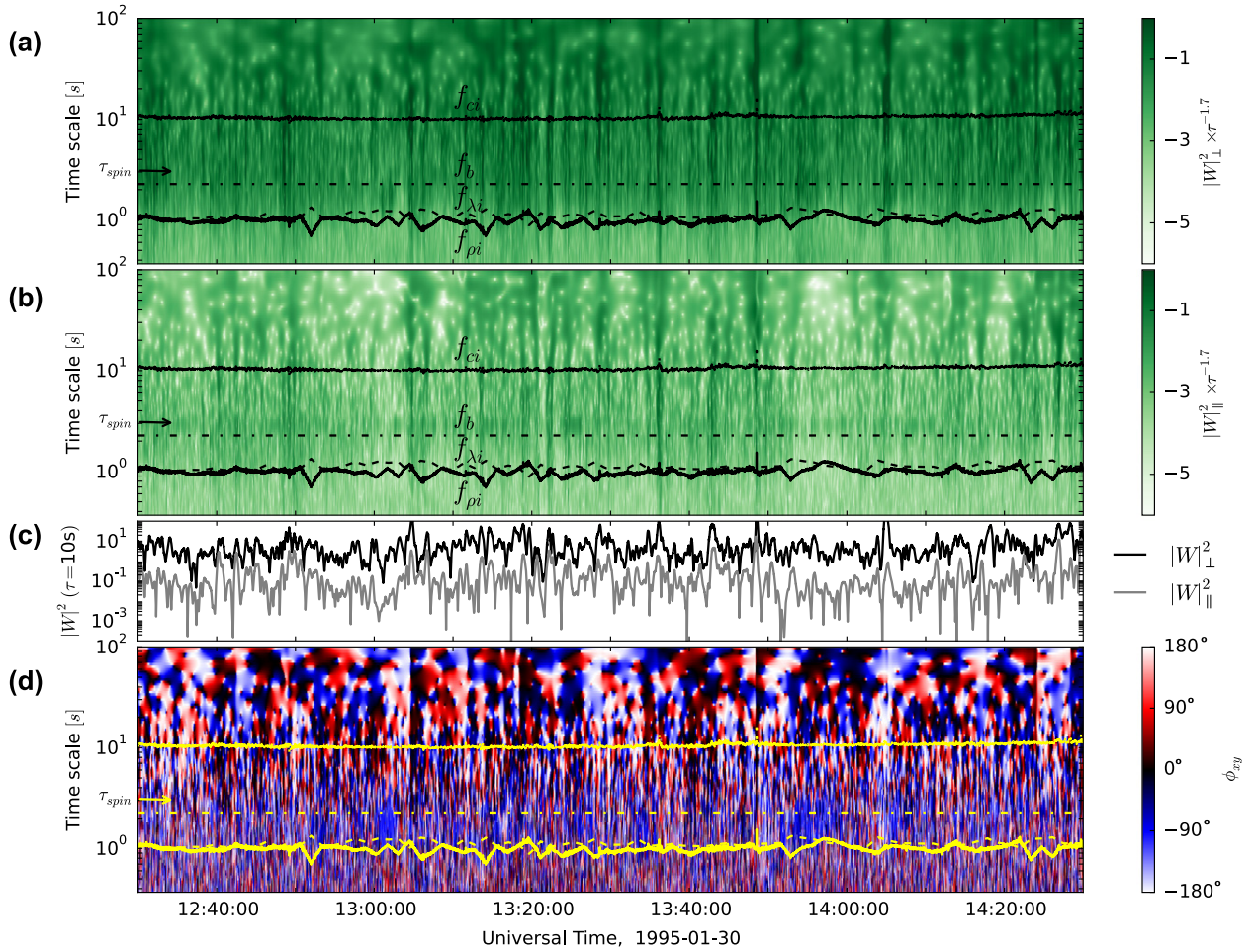
We use also the flow-field reference frame defined as follows:

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_z &= \mathbf{B}_0/|\mathbf{B}_0| \\ \mathbf{e}_x &= \mathbf{e}_z \times \mathbf{V}_0/|\mathbf{V}_0| \\ \mathbf{e}_y &= \mathbf{e}_z \times \mathbf{e}_x. \end{aligned} \quad (1)$$

Compensated scalograms of perpendicular and parallel energy of magnetic fluctuations,  $(|W_x(f, t)|^2 + |W_y(f, t)|^2) \times f^{1.7}$  and  $|W_z(f, t)|^2 \times f^{1.7}$ , are presented, respectively, in Figures 3(a) and (b) as functions of time and timescale  $\tau = 1/f$ . Figure 3(c) shows a cut of the parallel and perpendicular scalograms at 0.1 Hz (10 s). Finally Figure 3(d) shows the polarization map in the plane perpendicular to  $\mathbf{B}_0$  built with the phase differences  $\Delta\Phi_{xy}(f, t)$  between  $B_x$  and  $B_y$  (see Equation (8) in Appendix A), in the way of a scalogram where blue and red areas represent the left-handed and right-handed polarized fluctuations, respectively, and black/white is used for the linear polarization.

The scalograms show clearly high-energy events that span almost all frequencies, for example around 13:37:00 UTC. This coupling over many scales is an intrinsic property of coherent structures (Frisch 1995; Alexandrova et al. 2013). The scalogram of the parallel component also reveals an excess of energy around 0.33 Hz (3 s), a signature of the probe spin. This excess is only visible in the parallel fluctuations because, as shown in the scalograms, the perpendicular components are





**Figure 3.** Time evolution of magnetic field fluctuations. (a) Compensated scalogram of the energy of transverse fluctuations,  $(|W_x(f, t)|^2 + |W_y(f, t)|^2) \times f^{1.7}$ , as a function of time and timescale  $\tau = 1/f$ ; black solid and dashed-dotted lines indicate  $f_b$ ,  $f_{ci}$ ,  $f_{\lambda_i}$ , and  $f_{\rho_i}$ ; an arrow indicates the spin timescale  $\tau_{spin} = 3$  s of the *Wind* spacecraft. (b) The same as (a) but for the parallel fluctuations  $|W_z(f, t)|^2 \times f^{1.7}$ . (c) A cut of perpendicular (black) and parallel (gray) scalograms at  $f = 0.1$  Hz ( $\tau = 10$  s). (d) Phase differences between  $B_x$  and  $B_y$  calculated using complex Morlet wavelets,  $\Delta\Phi_{xy}(t, \tau)$ , which give a polarization map in the plane perpendicular to  $\mathbf{B}_0$ , as a function of time and timescales.

more energetic than the parallel one. The energy of the magnetic fluctuations is lower at the edges of the central interval (around 13:00 and 14:00 UTC) mainly for the parallel component. These properties are especially visible in Figure 3(c) and we see that  $10 \leq \frac{|W_{\perp}|^2}{|W_{\parallel}|^2} \leq 100$  during the whole interval.

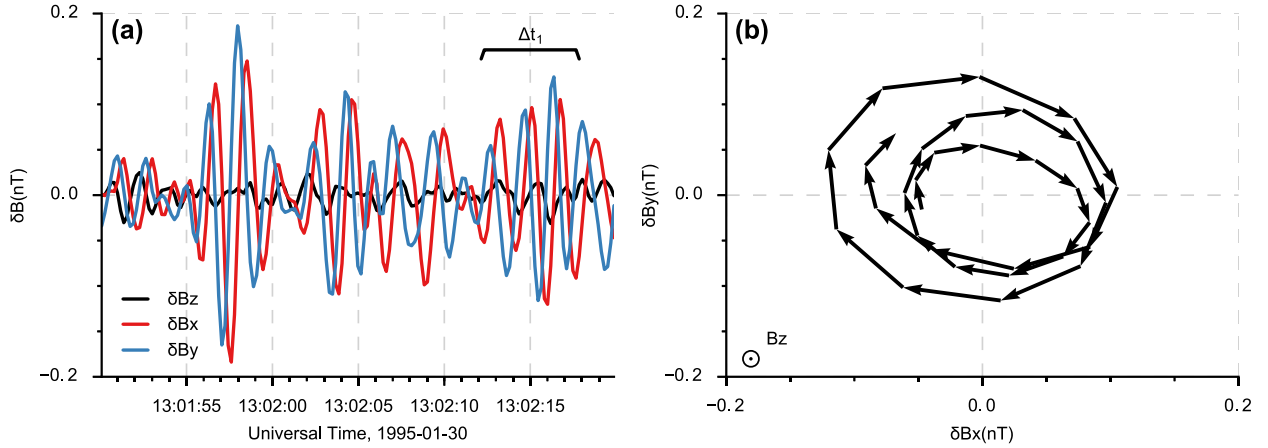
Finally the polarization map (Figure 3, bottom panel) shows that the phase differences fluctuate greatly and seem, at first sight, distributed almost randomly. However, we observe at the beginning (13:00:30 to 13:02:30 UTC) and at the end (13:51:30 to 13:58:30 UTC) of the central interval two events indicated by gray bands on Figure 1, during which the polarization remains around  $-90^\circ$  at frequencies around  $f_b$  (horizontal yellow dashed-dotted line). These events correspond to left-handed polarized waves in the magnetic field reference frame and appear when the turbulence background level and especially  $W_{\parallel}^2$  are the lowest (see Figure 3(c)). The first wave lasts 2 minutes (13:00:30 to 13:02:30 UTC) with a frequency between 0.4 and 1 Hz (or timescales  $\tau \in [1, 2.5]$  s). The local spectrum, calculated over these 2 minutes, has a bump in this frequency range (not shown). Here,  $\mathbf{B}$  and  $\mathbf{V}$  are almost parallel ( $\theta_{BV} \simeq 160^\circ$ ). Using the minimum variance analysis (Sonnerup

& Scheible 1998) and assuming that the wavevector  $\mathbf{k}$  is in the minimum variance direction  $\mathbf{e}_{min}$ , we obtain that the angle  $\theta_{kB} \simeq 14^\circ$ , i.e., that  $\mathbf{k}$  and  $\mathbf{B}_0$  are almost parallel. The second wave, which lasts 7 minutes (13:51:30 to 13:58:30 UTC), has similar properties.

Figure 4 provides magnetic field fluctuations of the three components filtered between  $f_{min} = 0.4$  Hz and  $f_{max} = 1$  Hz for a 30 s time interval within the first left-handed Alfvén wave emission. Fluctuations are defined as

$$\delta B_j = L_{f_{max}}(B_j) - L_{f_{min}}(B_j), j = x, y, z, \quad (2)$$

where  $L_{f_s}$  is the moving average at frequency  $f_s$  (window of size  $1/f_s$ ). The left panel shows the time evolution of the fluctuations, while the right panel shows the hodogram of fluctuations in the plane perpendicular to  $\mathbf{B}_0$  in the time interval  $\Delta t_1$  (indicated in the left panel). Fluctuations of the perpendicular components are of the same intensity and with a phase shift of  $-\pi/2$ , which results in a left-handed (with respect to  $\mathbf{B}_0$ ), almost circular rotation in the hodogram. Maximum and intermediate eigenvalues of the minimum variance matrix are almost equal ( $\lambda_{med}/\lambda_{max} \sim 0.8$ ), while



**Figure 4.** An example (30 s zoom) of coherent AIC wave observed by *Wind* on 1995 January 30 during the analyzed time interval. Left panel: magnetic field fluctuations within the frequency range [0.4, 1] Hz in the frame aligned with the local field, with  $\mathbf{B}_0$  along  $e_z$ . Right panel: left-handed polarization in the plane perpendicular to  $\mathbf{B}_0$  represented as a hodogram.

the minimum eigenvalue is very small compared to the maximum one ( $\lambda_{\min}/\lambda_{\max} \sim 10^{-3}$ ), i.e.,  $\mathbf{e}_{\min}$  is well defined.

In addition, as shown in Figure 1, during the two wave events (gray filled bands), the temperature anisotropy increases while  $\beta_{\parallel}$  decreases. Here  $T_{\perp}/T_{\parallel} \simeq 3.5$  and  $\beta_{\parallel} \simeq 0.2$ , which is compatible with AIC instability (Gary & Lee 1994) and in accordance with the growth rates between  $\gamma_{\max} = 10^{-3}\omega_{ci}$  and  $\gamma_{\max} = 10^{-1}\omega_{ci}$  (Hellinger et al. 2006). The generation of these low-frequency waves by AIC instability due to a temperature anisotropy seems a plausible scenario. Our analysis thus suggests that these waves are parallel ion cyclotron Alfvén waves.

Figure 5 shows two examples of magnetic fluctuations around the high-energy events that span a large range of scales in the scalograms of Figures 3(a) and (b) (at 13:29:45 and 13:42:25 UTC). Note that these are only two examples among others with similar characteristics and they were chosen primarily because of their well defined shapes. The upper panels show magnetic raw data projected to the minimum variance frame whereas the lower panels show the magnetic fluctuations  $\delta\mathbf{B}$  (in the same reference frame). The fluctuations are defined (Equation (2)) between  $f_{\min} = 0.06$  and  $f_{\max} = 0.6$  Hz for panel (c), and between  $f_{\min} = 0.1$  and  $f_{\max} = 0.4$  Hz for panel (d); these ranges represent, respectively, the frequencies (or scales) where the events have their main contribution to the signal.

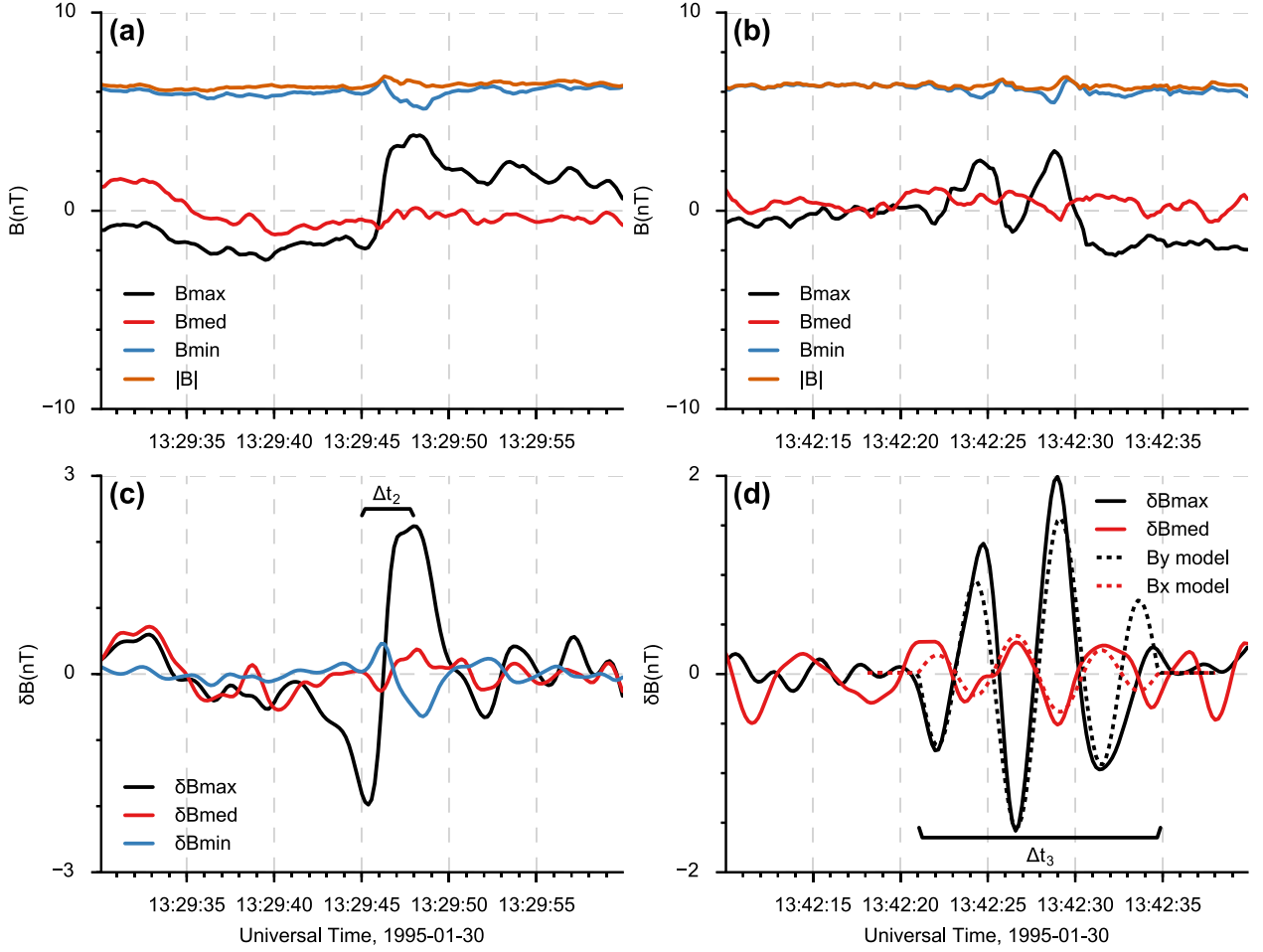
One can see that the magnetic data in the left panels correspond to a current sheet with an amplitude of  $\delta B/B_0 \sim 0.75$ . The angle  $\theta_{BV} = 140^\circ$  is oblique,  $\mathbf{B}_0$  and  $\mathbf{e}_{\min}$  are almost parallel ( $\theta_{e_{\min},B} = 4^\circ$ ) whereas  $\mathbf{B}_0$  and  $\mathbf{e}_{\max}$  are perpendicular ( $\theta_{e_{\max},B} = 90^\circ$ ). It seems that the current sheet is aligned with the mean magnetic field and the largest gradient is along the perpendicular direction. From the plot of fluctuations we estimate an upper bound for a temporal thickness of the current sheet. The principal gradient is within [1–3] s see  $\Delta t_2$  in Figure 5(c), which is of the same order as  $f_b^{-1} \simeq 2.3$  s. The whole structure covers approximately 7 s. Assuming that this structure is convected by the solar wind, one can estimate its size using the projection of the velocity on the maximum variance axis  $V_{e_{\max}} = |\mathbf{V}_0 \cdot \mathbf{e}_{\max}| \sim 300 \text{ km s}^{-1}$ . Therefore, the scale of the

gradient is [300–900] km, or [2.4–7.3]  $\lambda_i$  and [2.8–8.3]  $\rho_i$ . The largest scale of the structure is of the order of  $2.1 \times 10^3$  km, or  $17 \lambda_i$  and  $19.4 \rho_i$ , which can be considered as a scale where the current sheet affects the surrounding plasma.

Figure 5, right panels, presents magnetic fluctuations that look like a wave packet of high amplitude ( $\delta B/B_0 \sim 0.60$ ). The principal fluctuations are in the plane perpendicular to  $\mathbf{B}_0$  ( $\theta_{e_{\max},B} = 93^\circ$ ,  $\theta_{e_{\text{med}},B} = 87^\circ$ ,  $\theta_{e_{\min},B} = 5^\circ$ ) and the field-to-flow angle is oblique,  $\theta_{BV} = 140^\circ$ , as in the example of the current sheet. Different models can explain fluctuations of this kind, such as envelope soliton models (Ovenden et al. 1983; Buti et al. 2000) or the Alfvén vortex model (Petviashvili & Pokhotelov 1992).

Envelope soliton models describe fluctuations with  $k_{\parallel} \gg k_{\perp}$ . These wavevectors can be observed when  $\mathbf{B}$  and  $\mathbf{V}$  are aligned ( $\theta_{BV} \sim 0$ ), as in the case of the AIC waves described above. Here, we are in an oblique configuration,  $\theta_{BV} = 140^\circ$  (or  $40^\circ$ ), and, at the same time, the amplitudes of fluctuations are much higher than in the aligned case ( $\theta_{BV} \sim 0$ ). If the solar wind turbulence is composed of a 2D component ( $k_{\perp} \gg k_{\parallel}$ ) and a slab component ( $k_{\parallel} \gg k_{\perp}$ ), as was suggested by Matthaeus et al. (1990), then in the oblique  $\theta_{BV}$  configuration we will observe projections of these two components on the flow direction  $\mathbf{V}$  of solar wind. However, as Horbury et al. (2008) and Wang et al. (2016) show, the 2D component has high amplitudes of fluctuations, and the slab component has much lower amplitudes (at  $f < 1$  Hz). Therefore, the projection of the 2D component will dominate the projection of the slab for oblique angles  $\theta_{BV}$ . So, it seems that the high-amplitude fluctuations we observe here in the oblique  $\theta_{BV}$  configuration have  $k_{\perp} \gg k_{\parallel}$ , and it is reasonable to consider the Alfvén vortex model. Moreover, similar fluctuations on almost the same scales have already been observed by four *Cluster* satellites in the Earth’s magnetosheath and have been interpreted as Alfvén vortices (Alexandrova et al. 2006).

Let us now verify whether the Alfvén vortex model (Petviashvili & Pokhotelov 1992) can explain our observation. The magnetic field components of the Alfvén vortex can be derived from the vector potential  $\mathbf{A}$  given by Alexandrova



**Figure 5.** Two examples of coherent energetic events presented in the minimum variance frame calculated over time intervals of 30 s shown here. Left panels: current sheet detected at 13:29:46: (a) raw data, (c) fluctuations defined by Equation (2) in the frequency range [0.06, 0.6] Hz; duration  $\Delta t_0 \approx 3$  s. Right panels: signatures of an Alfvén vortex-like structure at 13:42:27: (b) raw data, (d) fluctuations defined in the frequency range [0.1, 0.4] Hz superposed on the monopole Alfvén vortex model from Petviashvili & Pokhotelov (1992); duration  $\Delta t_3 \approx 14$  s.

(2008):

$$\begin{cases}
 B_x(x, y) = y \left( \frac{2\alpha x J_2(kr)}{r^2 J_0(ak)} - \frac{A_0 k J_1(kr)}{r} \right), & r < a \\
 B_x(x, y) = -\frac{2a^2 \alpha xy}{r^4}, & r \geq a \\
 B_y(x, y) = \frac{2\alpha x^2 J_0(kr)}{r^2 J_0(ak)} - \frac{2\alpha(x^2 - y^2) J_1(kr)}{kr^3 J_0(ak)} \\
 \quad - \alpha + \frac{A_0 k x J_1(kr)}{r}, & r < a \\
 B_y(x, y) = \frac{a^2 \alpha (x^2 - y^2)}{r^4}, & r \geq a.
 \end{cases} \quad (3)$$

Here  $A_0$  is a constant amplitude,  $J_i$  is the Bessel function of  $i$ th order,  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$  is the radial variable in the plane of the vortex, and  $\alpha = \tan \gamma$ , with  $\gamma$  the angle between the normal to the plane  $(x, y)$  and  $\mathbf{B}_0$ . The vortex radius  $a$  represents the radius of the circle where the fluctuations are concentrated. To ensure the continuity of the magnetic field components at  $r = a$ ,  $k$  is chosen to be one of the roots  $j_{1,l}$  of  $J_1$ . The comparison is done in Figure 5(d), for  $k = j_{1,3} \approx 10.17$ ,

$A_0 = 0.27$  in normalized units, and  $\alpha = 0$ , i.e., the Alfvén vortex has a monopole topology and it is static in the plasma frame. This fitting corresponds to the trajectory of the satellite across the center of the vortex, with a small angle of  $13^\circ$  to the direction of the intermediate variance  $\mathbf{e}_{\text{med}}$  (or the  $x$ -axis of the vortex model).

One can see that the monopole Alfvén vortex model (dashed lines in Figure 5(d)) fits the observations (solid lines) well. The small deviations can come from (i) the fact that the filter (Equation (2)) is far from ideal, and (ii) a superposition of the neighboring events on the studied vortex-like structure.

We estimate the radius of the vortex  $a$  (that is half the extent of magnetic fluctuations that are fitted to the vortex model) to be  $\Delta t_3/2 \sim 7$  s. The scale of the strongest gradient within the vortex (scale of the central field-aligned current filament) is of the order of  $\tau = 2$  s. Thus, the temporal scales of the vortex are around the break scale  $f_b^{-1} \approx 2.3$  s. Using the projection of the solar wind velocity on the vortex plane  $(x, y) = (\mathbf{e}_{\text{max}}, \mathbf{e}_{\text{med}})$ ,  $450 \text{ km s}^{-1}$ , we obtain the vortex radius  $a \sim 3150 \text{ km}$  or  $25.4 \lambda_i$  and  $29.2 \rho_i$ ; and the scale of the strongest gradient  $\ell \sim 900 \text{ km}$  or  $7.3 \lambda_i$  and  $8.3 \rho_i$ .

However, in order to have confidence in the interpretation in terms of the Alfvén vortex, a multi-satellite analysis should be



performed. This will be a subject of our future work. Here, we focus on the question of how the observed events such as AIC waves and coherent structures close to  $f_b$  influence the spectrum on ion scales.

#### 4. INFLUENCE OF COHERENT EVENTS ON THE TURBULENT SPECTRUM

To determine how coherent processes such as quasi-monochromatic waves and coherent structures affect the turbulent spectrum around ion scales, we propose to separate coherent events from the rest of the signal in order to estimate their respective contribution to the total spectrum. We will separate (or filter) our data on the basis of the level of coherency, i.e., phase coupling, between two magnetic field components. For this, we use the wavelet coherence technique (Grinsted et al. 2004), applied previously in neuroscience and for geophysical time series to examine relationships in time–frequency space between two time series. The details are given in Appendix B.

As we have just seen, ion cyclotron waves are plane waves propagating parallel to the mean magnetic field with a phase coupling between the two perpendicular components  $B_x$  and  $B_y$  as shown in Figures 3(d) and 4. Coherent structures appear in the perpendicular scalogram (Figure 3(a)) and the parallel one (Figure 3(b)). As a consequence, the study of the phase coherence in the plane perpendicular to  $\mathbf{B}_0$  can reveal the presence of waves, while the same technique applied to parallel and perpendicular components should highlight coherent structures.

To keep an equivalent number of events after filtering and obtain a spectrum with statistical properties close to those of Figure 2, we consider for the rest of the study the total interval of Figure 1, i.e., the central interval (1 hr) plus 30 minutes on each side.

Figure 6 presents the phase coherency  $R_{ij}(f, t)$  (see Equation (9) in Appendix B) between  $B_i$  and  $B_j$  as a function of time and frequency. The top panel of Figure 6 corresponds to  $R_{xy}(f, t)$  and the bottom panel to  $R_{xz}(f, t)$ . Low levels of coherency ( $R_{ij}(f, t)$  close to zero) correspond to light areas on these maps and high levels of coherency ( $R_{ij}(f, t)$  close to one) are dark areas: we will call them coherent areas.

For  $R_{xy}(f, t)$ , coherent areas are essentially in the frequency range close to or higher than  $f_b$ , whereas for  $R_{xz}(f, t)$  they extend over almost all the frequencies and end on frequencies close to or above  $f_b$ .

The filtering is done, using the coherence maps of Figure 6, by selecting coherent areas above a threshold  $R_{ij}^{\text{threshold}}$  (see Equation (10) in Appendix B) at the break frequency  $f_b$ .

To help the reader to better visualize how the selection is made, we show in Figure 7 a cut of the coherency map  $R_{xz}(f, t)$  between 13:25:00 and 13:30:00 UTC at  $f = f_b$ .  $R_{xz}^{\text{threshold}}$  is given by the blue filled area. The sets of coherent and non-coherent times correspond to  $R_{xz}(f_b, t)$  above the threshold (red line) and below the threshold (black line), respectively. For comparison, the dashed line shows the average coherency over the different random signal realizations  $\bar{R}_{xz}^{\text{random}}(f_b, t)$ . Then coherent times are used to calculate individual spectra of coherent events, and non-coherent times are used for the spectra of non-coherent fluctuations. For more information see Appendix B.

The resulting individual spectra are shown in Figure 8 (middle panels) together with an average coherence as a

function of the frequency  $\langle R_{ij}(f, t) \rangle_t$  (top panels) and the local slopes of the corresponding spectra<sup>1</sup> (bottom panels).

The average coherence gives information on the frequency localization of coherent events. Figure 8(top, left) gives this information for coupling of the components  $B_x$ – $B_y$ :  $\langle R_{xy}(f, t) \rangle_t$  is plotted as a solid red line and it is compared to  $\langle R_{xy}^{\text{random}}(f, t) \rangle_t$  (blue dashed lines);  $\langle R_{xy}^{\text{threshold}}(f, t) \rangle_t$  is indicated by the blue filled area. One observes an increase in  $\langle R_{xy}(f, t) \rangle_t$  just below  $f_b \simeq 0.4$  Hz and a maximum of  $\langle R_{xy}(f, t) \rangle_t = 0.46$  around  $f = 0.8$  Hz. This frequency range corresponds to the AIC waves.

The average coherence between  $B_x$  and  $B_z$  (Figure 8 (top, right)) exhibits a plateau  $\langle R_{xz}(f, t) \rangle_t \sim 0.5$  between  $f = 5 \times 10^{-2}$  Hz and  $f = 0.9$  Hz (see the two vertical black arrows). This increase in coherency over a large frequency range corresponds to the presence of coherent structures, mainly current sheets and vortex-like structures, over all these scales, as discussed in Section 3. Note that, in this representation, it becomes clear that the smallest scale of the coherent structures is the local maximum at 0.7 Hz close to the right end of the plateau of the average coherency  $\langle R_{xz}(f, t) \rangle_t$ , i.e., in the vicinity of  $f_b$ . Here, results close to 1.6 Hz and beyond are to be interpreted with caution since we do not know the exact contribution of the noise. Finally, the effects of instrumental filters on the signal phase and coherence for frequencies near the Nyquist frequency remain to be determined.

Let us now consider the individual spectra and compare them to the original spectrum for the whole time interval (or global spectrum)—see the central panels of Figure 8. Here the spectrum of coherent and non-coherent fluctuations  $E^c$  and  $E^{\text{nc}}$  are, respectively, shown by blue and red solid lines. Note that they are normalized according to their respective contribution to the global spectrum (in black).<sup>2</sup>

Here, one observes that the spectra of non-coherent fluctuations do not exhibit any break. Also, the non-normalized individual spectra (not shown) of coherent events are higher than global and non-coherent spectra within the frequency ranges where the coherency increases (see top panels), i.e., around  $f_b$ , for  $(B_x, B_y)$  and between  $f_{ci}$  and  $f_{\rho i}$  for  $(B_x, B_z)$ . This result is consistent with the scalograms in Figure 3, which show that coherent structures are among the most energetic events of the interval.

The left panels of Figure 8 show that waves affect the local spectrum, creating a surplus of energy around their frequency, which results in a small bump (or a knee) around  $f_b$  in the coherent spectrum (in blue).

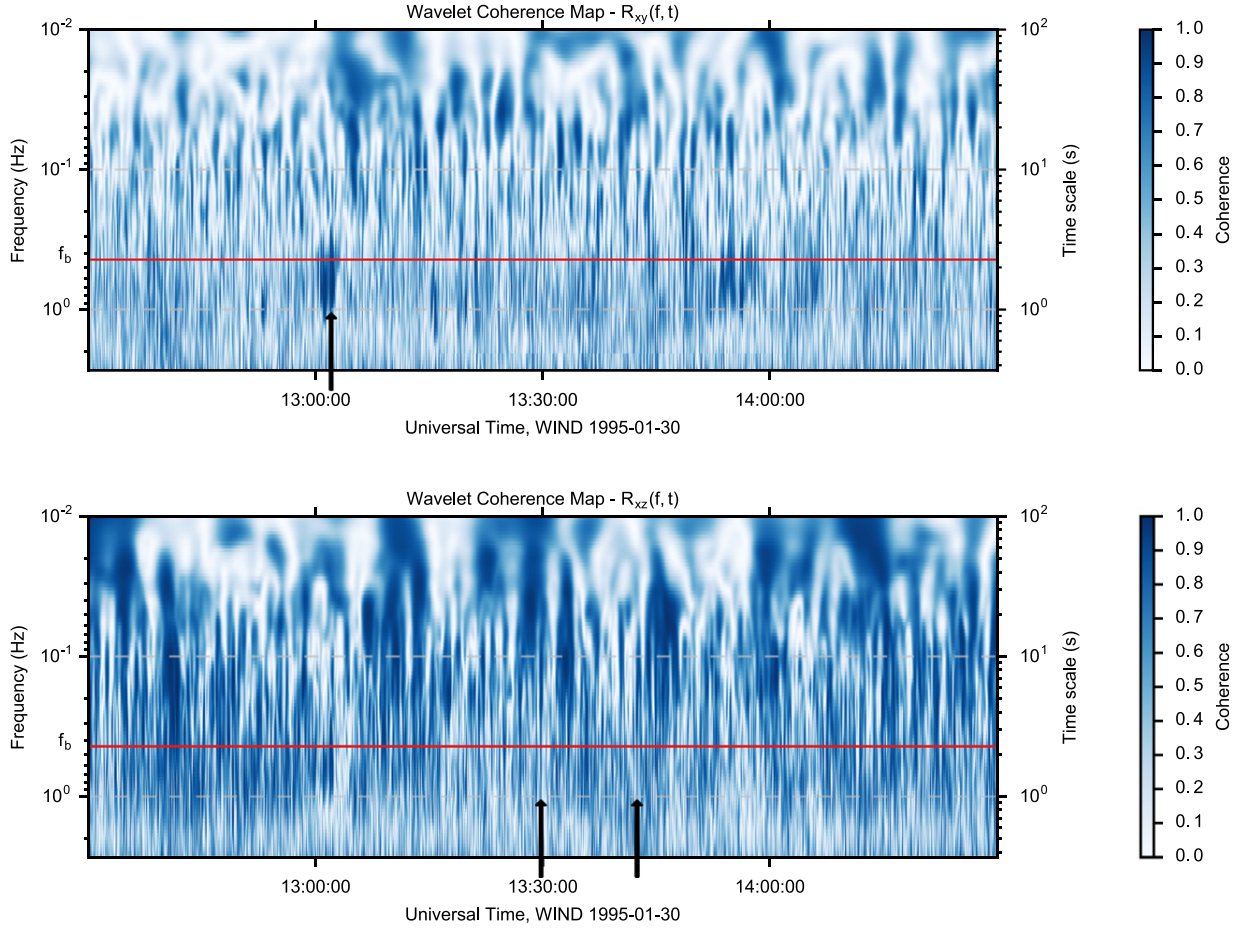
The right panels of Figure 8 show that the spectrum of coherent structures  $E^c$  (in blue) has a more pronounced break at  $f_b$  than the global spectrum (in black).  $E^c$  starts to deviate from the global spectrum at  $f \geq f_{ci}$  (see bottom panel). In the inertial range ( $f < f_{ci}$ ), the coherent spectrum is flatter than the non-coherent one with local slopes of  $\alpha_c(0.077 \text{ Hz}) \simeq -1.5$  and  $\alpha_{\text{nc}}(0.077 \text{ Hz}) \simeq -1.7$ , respectively; whereas around ion scales ( $f \geq f_{ci}$ ), the local slope for the coherent spectrum,

<sup>1</sup> The local slope is computed as follows: we divide the logarithmic frequency axis into 10 intervals of equal length; the local slope is then obtained using a linear fit considering only the points within each interval.

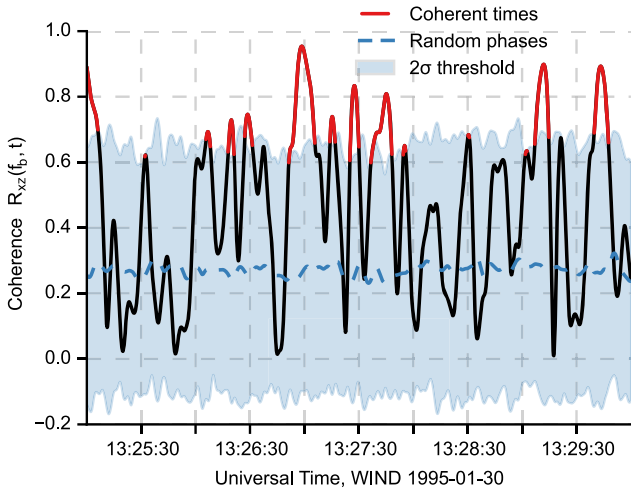
<sup>2</sup> The spectrum over the whole time interval is

$$E^{\text{global}}(f) = E^c(f) \frac{N_c}{N_{\text{tot}}} + E^{\text{nc}}(f) \frac{N_{\text{nc}}}{N_{\text{tot}}},$$

where  $N_c/N_{\text{nc}}/N_{\text{tot}}$  are the number of points used to calculate coherent, non-coherent, and global spectra, respectively.



**Figure 6.** Maps of phase coherency  $R_{ij}(t, f)$  between two magnetic field components  $B_i$  and  $B_j$  as a function of time and frequency. The red lines show the break frequency  $f_b$ . Upper panel: coherence between  $B_x$  and  $B_y$  components. Lower panel: coherence between  $B_x$  and  $B_z$  components.



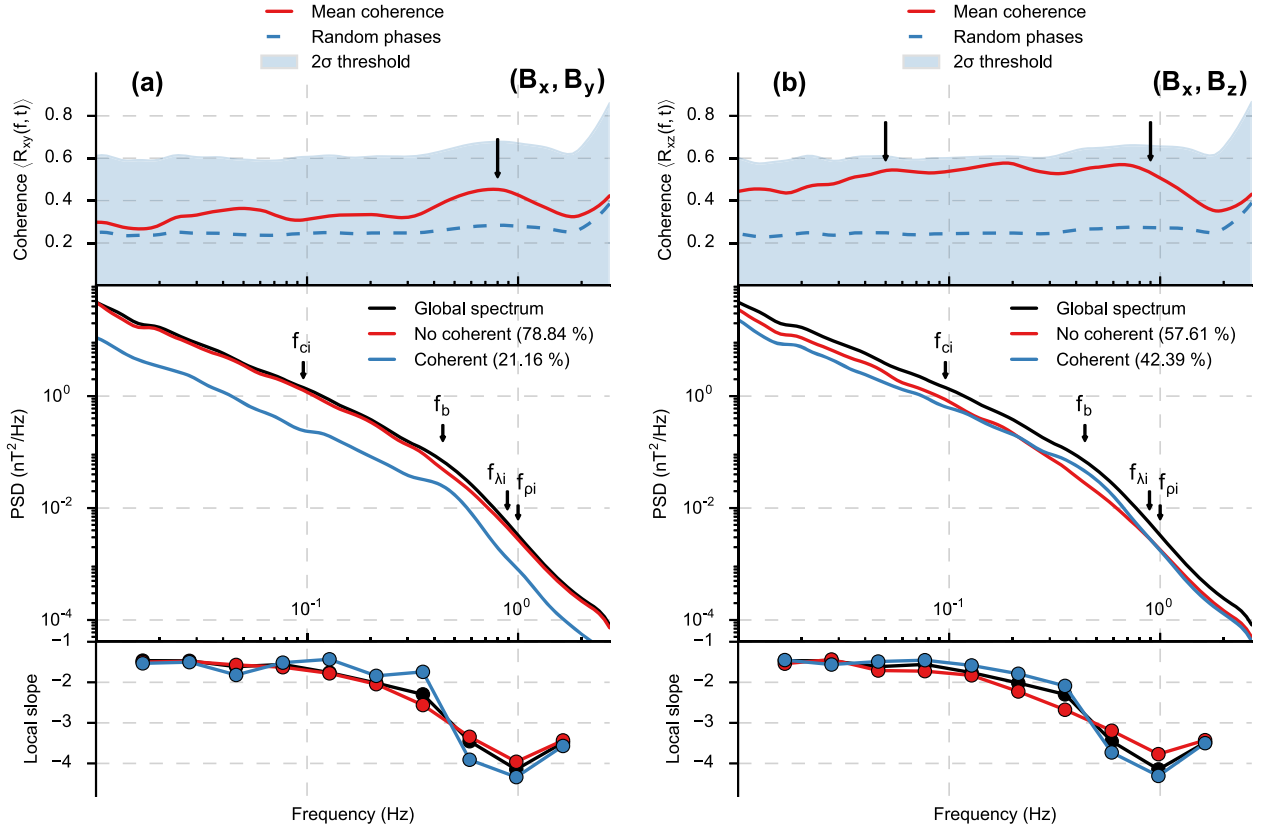
**Figure 7.** Cut of  $R_{xz}(f, t)$ , shown in the lower panel of Figure 6 at  $f_b$ . Here, red color corresponds to  $R_{xz}(f_b, t)$  over the threshold (we refer to the corresponding times as coherent times); black corresponds to non-coherent times; the dashed blue line shows the mean value (over 100 realizations) of  $R_{xz}(f_b, t)$ , but for the random-phase surrogate signals; the filled area shows twice the standard deviation of the surrogate data.

$\alpha_c(0.6 \text{ Hz}) \simeq -3.8$ , is steeper than the non-coherent one,  $\alpha_{nc}(0.6 \text{ Hz}) \simeq -3.2$ . The local slope of the global spectrum follows the slope of the coherent spectrum. Therefore we can

deduce that the global scaling is imposed by the coherent part of the magnetic fluctuations. The coherent spectrum leads to a clear break because the structures cover a large number of frequencies up to their characteristic frequency, close to  $f_b$ . At  $f_b$ , their contribution to the spectrum drops drastically and the slope decreases sharply.

The spectra and their slopes also provide indications of the presence of Alfvén vortices. Indeed, Alfvén vortices have a specific spectral shape because of their magnetic topology (Alexandrova 2008). The magnetic field of a monopolar vortex is located within a circle of radius  $a$  (Petviashvili & Pokhotelov 1992). This creates a discontinuity in the current density at the edge of the vortex, which implies a spectrum  $f^{-2}$  for the current density. Therefore the magnetic field spectrum follows a power law of  $f^{-4}$ . So the  $\sim f^{-4}$  spectrum at high frequencies ( $f > f_b$ ) can be explained both by the discontinuous current spectrum of Alfvén vortices and by the lack of contribution from other structures.

The overall spectrum is an average of the coherent and non-coherent areas, whose shape depends partly on the percentage of coherent events in the interval. We define the percentage of coherent events for a given couple of magnetic field components ( $B_i, B_j$ ) as the ratio between coherent and total times. It follows that the contribution of ion cyclotron waves in the global spectrum is of the order of 20%, lower than the contribution of coherent structures (around 40%).



**Figure 8.** Coherence and spectra as functions of frequency for the couple  $(B_x, B_y)$  (left panels) and the couple  $(B_x, B_z)$  (right panels). Upper panels: averaged coherence over time (solid red), mean and twice the standard deviation of surrogate data (blue dashed line and filled area). Center panels: spectra over the whole interval (black), filtered spectra for the coherent (blue) and non-coherent (red) parts of the signal normalized according to their respective contribution to the global spectrum. Lower panels: local slopes corresponding to spectra in the center panels (same color code).

Figures 9 and 10 summarize our findings regarding the turbulent spectrum around ion scales in the fast solar wind stream studied here: it results from the superposition of waves (solid blue), coherent structures (solid red), and non-coherent fluctuations (solid orange). Spectra in the lower panel of Figure 9 are normalized according to their respective contribution to the global spectrum (as was done in Figure 8) while those of the upper panel are not.

The non-coherent and unpolarized fluctuations have a spectrum without any break. It can be modeled by a power law multiplied by an exponential cut-off  $E(f) = E_0 f^\alpha \exp(-f/f_0)$ , with  $E_0 = 6.4 \times 10^{-2}$  (considering frequencies in Hz and the magnetic field in nT),  $\alpha = -1.46$ , and  $f_0 = 0.31$  Hz (see the dashed black line for the fit). This model describes the evolution of the whole spectrum over three decades with a minimum number of free parameters. It is better seen from the compensated spectrum of non-coherent fluctuations, shown in Figure 10 by the black solid line (the other compensated spectra are shown here as well). One can see that it is flat over all measured frequencies, between  $3 \times 10^{-3}$  and 2 Hz, indicating that the model works quite well. However, the frequency range above the exponential cut-off frequency ( $f > f_0$ ) is not large enough for us to be conclusive about the meaning of this adjustment and it will be necessary to consider both numerical simulations and observations over an extended frequency range to clearly understand the phenomena at work and estimate whether this exponential decay is due to any kind of dissipation.

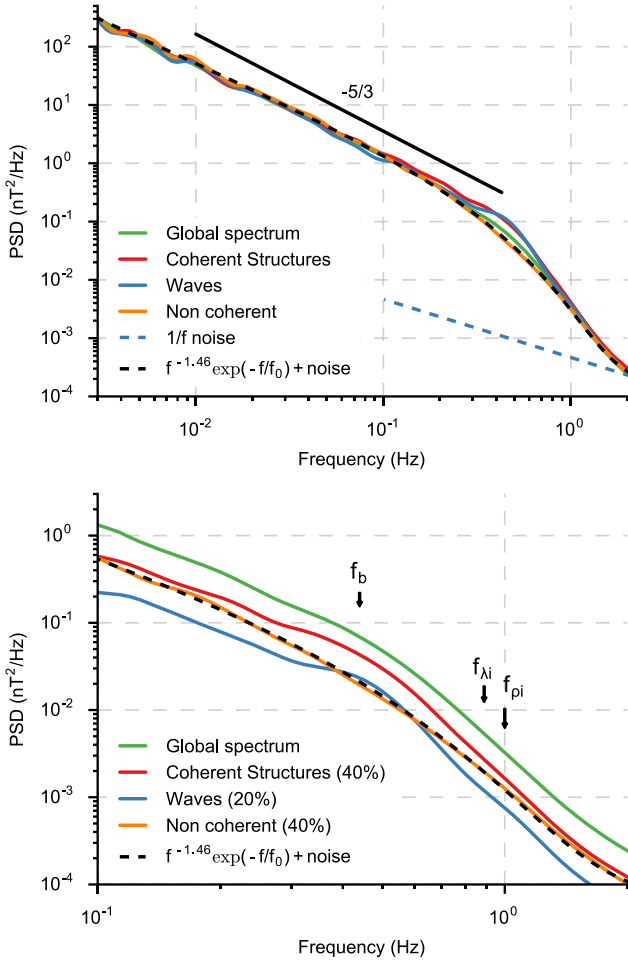
## 5. SUMMARY AND CONCLUSION

In this paper, we tried to understand which physical phenomena govern the transition between inertial and kinetic ranges and why this transition is highly variable. To address these questions, we selected an interval of fast solar wind for which the spectrum exhibits a clear spectral break and a very steep slope of  $-4$  at smaller scales (up to the noise level of the *Wind*/MFI instrument at 2–3 Hz). The choice of this interval was made in order to determine the conditions that give this specific spectral shape, not always observed in the solar wind.

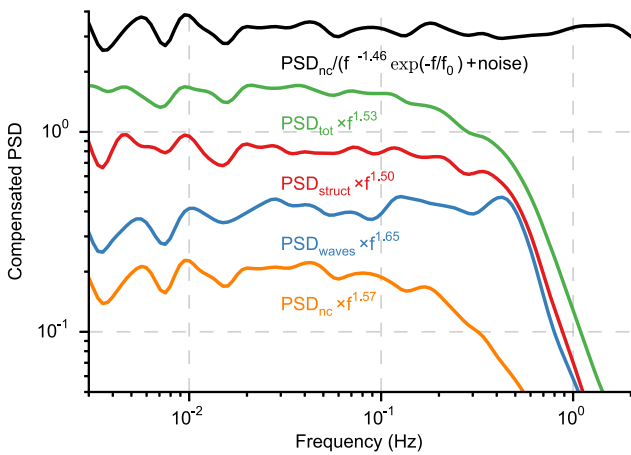
Our analysis, based on phase coherence in time and scales calculated using the Morlet wavelet transform, shows the coexistence of (i) narrow-band incompressible left-handed circularly polarized waves with a central frequency at the spectral break frequency  $f_b$ ; (ii) coherent events in the form of current sheets and Alfvén vortex-like structures with characteristic scales close to  $f_b$ , but covering a wide range of frequencies  $\sim [5 \times 10^{-2}, 1]$  Hz starting one decade before  $f_b$  in the inertial range; (iii) a non-coherent and unpolarized component of turbulence.

A detailed multi-instrumental analysis shows that the circularly polarized waves are observed when the angle  $\theta_{BV}$  between flow and field is close to zero. They propagate nearly parallel to the mean magnetic field  $\mathbf{B}_0$  (i.e.,  $k_{\parallel} \gg k_{\perp}$ ) and their appearance is consistent with (1) favorable conditions for the development of the AIC instability (low ion beta  $\beta_i \simeq 0.2$  and high ion temperature anisotropy  $T_{\perp}/T_{\parallel} \simeq 4$ ) and (2) a low background level of turbulence. The decrease of the





**Figure 9.** Decomposition of the ionic transition spectrum. Upper panel: global spectrum (solid green); filtered spectra for wave signatures (solid blue), coherent structures (solid red), and non-coherent parts (solid orange);  $1/f$  noise (dashed blue); exponential fit for the non-coherent part (dashed black). Lower panel: zoom around the ion transition range, (0.1, 2) Hz, and normalization according to the respective contribution of each spectrum to the global one (same color code as the upper panel).



**Figure 10.** Compensated spectra of Figure 9: non-coherent spectrum compensated by the exponential fit (black) and each spectrum compensate by its respective power law in the inertial range for comparison (same color code as in Figure 9).

background can be a consequence of the alignment between  $\mathbf{B}_0$  and the solar wind velocity during wave events (see Horbury et al. 2008; Podesta 2009). The individual spectrum containing only these AIC waves exhibits a bump in the spectrum around  $f_b$ .

The coherent structures observed here (particularly current sheets and Alfvén vortex-like structures) are also mostly Alfvénic, i.e., with principal fluctuations perpendicular to  $\mathbf{B}_0$ . However, they have a small compressible component with amplitude  $\delta B_{\parallel} \ll \delta B_{\perp}$ . Their geometry seems to be consistent with  $k_{\perp} \gg k_{\parallel}$  anisotropy (however, to be sure, multi-satellite analysis should be done).

The presence of current sheets and magnetic vortices in plasma turbulence is not new: numerous numerical simulations show this. Current sheets are also widely observed in solar wind turbulence (e.g., Greco et al. 2010; Perri et al. 2012). However, regarding magnetic vortices, there are only a few examples of clear identification of such structures in space plasma turbulence. Alfvén vortices on the scale of the ion spectral break have been identified in the turbulence of the magnetosheaths of Earth and Saturn, just behind a quasi-perpendicular portion of the bow shocks (Alexandrova et al. 2006; Alexandrova & Saur 2008). Kinetic Alfvén vortices at smaller scales have been observed in the Earth’s cusp region by Sundkvist et al. (2005). Signatures of large-scale Alfvén vortices (timescale  $\sim 3$  minutes, i.e.,  $f \ll f_b$ ) in the fast solar wind have been reported by Verkhoglyadova et al. (2003). Roberts et al. (2013) showed an indirect indication of the presence of such vortices at ion scales: the authors applied a  $k$ -filtering technique for a time interval of a fast wind stream and obtained a dispersion relation that can be interpreted as oblique kinetic Alfvén waves or as convected structures, such as Alfvén vortices. Here, we clearly show the presence of high-amplitude localized magnetic fluctuations at ion scales that can be described by an Alfvén vortex model (Petviashvili & Pokhotelov 1992). These observations may indicate that intermittency in the solar wind turbulence is related not only to planar structures (like current sheets) but that there may also be filamentary structures like vortices.

The observed vortex-like structures are among the most energetic structures in the signal, so one cannot neglect their influence on the observed total spectrum with a clear break and a  $-4$  power law at smaller scales. As was shown in Alexandrova (2008), the monopole Alfvén vortex has a current discontinuity on its boundary and this gives a spectrum of the current with a  $-2$  power law at scales smaller than the vortex radius. This corresponds to a  $-4$  spectrum of magnetic field, as far as  $\mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B} \sim k\mathbf{B}$ . At large scales, the vortex spectrum is flat and it has a knee at the scale of its radius. Indeed, as we show in the present study, the individual spectrum of the coherent structures exhibits a flattening at  $f < f_b$ , a clear knee at  $f_b$ , and  $-4$  power law at  $f > f_b$ , consistent with the spectral properties of a monopole Alfvén vortex. Even if the coherent spectrum is similar to that of the vortex, we must not neglect the role of other structures. Indeed, the sharp drop in the power spectrum can be seen not only as the contribution of the discontinuous current spectrum of Alfvén vortices but also as the consequence of the lack of contribution from other coherent structures.

The third component of turbulence present in the analyzed time interval is neither coherent nor polarized, and it does not exhibit a spectral break at  $f_b$  at all. Its individual spectrum decreases smoothly around ion scales and is well fitted by a

power law multiplied by an exponential cut-off,  $E(f) \propto f^\alpha \exp(-f/f_0)$  with  $\alpha = -1.46$  and  $f_0 = 0.31$  Hz.

Consequently, ion scales cannot be described by a single physical process, and therefore it is impossible to associate only one characteristic scale with the break frequency  $f_b$ . In particular, this may also explain why different characteristic scales, such as  $\rho_i$ ,  $\lambda_i$  (Chen et al. 2014), and the resonant wavenumber of AIC waves (Bruno & Trenchi 2014) fit  $f_b$  well.

The presence of this break itself seems to be strongly related to the proportion and amplitude of waves and coherent structures in the analyzed signal. The strong steepening with a  $-4$  power law seems to be simply the mixed spectrum of all the structures and may also be an indication of the presence of Alfvén vortex monopoles. Therefore, following the results of Bruno et al. (2014) and Smith et al. (2006), the faster the solar wind (the stronger the energy transfer rate  $\epsilon$ ), the steeper the spectrum at  $f > f_b$ ; one may assume that in the fast wind there are more Alfvénic structures such as Alfvén vortices (or maybe simply more intense structures at ion scales) than in the slow wind, and the energy transfer rate is enhanced in the presence of these structures.

It will be interesting to analyze the role of the observed coherent structures in the problem of ion heating (Smith et al. 2006; Matthaeus et al. 2008), as already observed, for example, for much larger magnetic structures (hourly timescales); see for example Khabarova et al. (2015).

To summarize, the variety of spectral shapes observed in the solar wind around ion scales can be explained by different numbers, intensities, and durations of coherent events, such as waves and coherent structures, which themselves depend upon local plasma parameters (for waves) and non-local generation processes (for coherent structures).

It is important to clarify the limitation of our study. As the coherency technique detects only phase-correlated oscillation between magnetic field components, this method can miss events that appear only in one magnetic field component. We wish to emphasize as well that the present study is done for only 2 hr of data in the fast solar wind. To arrive to firm conclusions, a larger statistical study of the link between the phase coherence of turbulent fluctuations and spectral shape should be done. This will be a subject of our future work.

The authors would like to thank the anonymous referee for constructive comments that greatly improved the manuscript. We are also grateful to Petr Hellinger and Thierry Passot for their comments on the manuscript, and we would like to thank Denise Perrone, André Mangeney, Catherine Lacombe, Andrea Verdini, and Milan Maksimovic for useful discussions. The *Wind* data were obtained from the GSFC/SPDF CDAWeb interface at <http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/>. The *Wind* MFI and SWE team are gratefully acknowledged for the magnetic field and proton data. This research made use of NASA's Astrophysics Data System, as well as matplotlib, a Python library for publication-quality graphics (Hunter 2007) and SciPy (Jones et al. 2001).

## APPENDIX A CONTINUOUS WAVELET TRANSFORM: SPECTRUM AND POLARIZATION

### A.1. Spectrum and its Confidence Interval

A continuous wavelet transform (e.g., Farge 1992; Torrence & Compo 1998) allows one to obtain from a time series

$B_j(t = t_i)$ , with  $t_i = t_0 + i\delta t$  and  $i \in [0, N - 1]$ , the power spectral density (PSD) as a function of the frequency  $f$  in the spacecraft frame. This method has already been applied in previous studies (see, e.g., Alexandrova et al. 2008). Using the Morlet wavelet transform of the time series  $B_j(t)$ , we calculate the complex coefficient  $W_j(f, t)$  as a function of the frequency in the spacecraft frame and the time  $t$ . The total PSD, i.e., the sum of the PSD of three components, is then written as

$$\begin{aligned} E(f) &= \sum_{j=(x,y,z)} \frac{2\delta t}{N} \sum_{i=0}^{N-1} |W_j(f, t_i)|^2 \\ &= \sum_{j=(x,y,z)} 2\delta t \langle |W_j(f, t)|^2 \rangle_t. \end{aligned} \quad (4)$$

It is then necessary to determine whether the wavelet spectrum is a good estimation of the true spectrum (and determine error bars for the wavelet spectrum). To do so, let  $\mathcal{W}^2(f, t)$  be the true wavelet power (the wavelet power in the ideal case) and  $|W(f, t_i)|^2$  the estimated one (our measurements). Formally, the probability that the estimated power should be close to the true power is

$$P\left(\chi_{\nu, \alpha/2}^2 < \nu \frac{|W(f, t)|^2}{\mathcal{W}^2(f, t)} < \chi_{\nu, 1-\alpha/2}^2\right) = 1 - \alpha. \quad (5)$$

$\chi_{\nu, \alpha/2}^2$  represents the value at which the  $\chi_\nu^2$  cumulative distribution function with  $\nu$  degrees of freedom equals  $\alpha/2$  ( $\nu = 1$  for real coefficients,  $\nu = 2$  for complex coefficients) and where  $\alpha$  is the desired significance ( $\alpha = 0.05$  for the 95% confidence interval). The confidence interval for the wavelet power is then

$$\frac{\nu |W(f, t_i)|^2}{\chi_{\nu, 1-\alpha/2}^2} < \mathcal{W}^2(t, f) < \frac{\nu |W(f, t_i)|^2}{\chi_{\nu, \alpha/2}^2}. \quad (6)$$

The wavelet spectrum is the average of more or less independent wavelet coefficients. Indeed, for the continuous wavelet transform, wavelet coefficients are correlated over a certain time that depends on the mother wavelet and which is characterized by the decorrelation length  $\tau = \gamma s$  where  $s$  is the scale ( $s = \frac{1}{1.03f}$  for the Morlet wavelet) and  $\gamma$  is the decorrelation factor ( $\gamma = 2.32$  for the Morlet wavelet). This implies that if  $\bar{\mathcal{W}}^2(f)$  is the true spectrum and  $\bar{W}^2(f) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} |W(f, t_n)|^2$  is the estimated wavelet spectrum then the spectrum confidence interval is given by

$$\frac{\bar{\nu} \bar{W}^2(f)}{\chi_{\bar{\nu}, 1-\alpha/2}^2} < \bar{\mathcal{W}}^2(f) < \frac{\bar{\nu} \bar{W}^2(f)}{\chi_{\bar{\nu}, \alpha/2}^2}, \quad (7)$$

where  $\bar{\nu} = \nu N \delta t / \tau$  is the new degree of freedom (Torrence & Compo 1998), which takes into account the number of coefficients used for averaging and the correlation between these coefficients, with  $\delta t$  the time step.

For 1 hr of *Wind*/MFI measurements in the solar wind, it gives for one component  $0.86 < \frac{\bar{\mathcal{W}}^2}{\bar{W}^2} < 1.18$  at  $f = 0.1$  Hz and  $0.95 < \frac{\bar{\mathcal{W}}^2}{\bar{W}^2} < 1.05$  for  $f = 1$  Hz. Note that the confidence interval decreases with frequency.

### A.2. Polarization of Magnetic Fluctuations

As indicated above, the Morlet wavelet coefficients  $W_j(f, t)$  are complex. The argument  $\phi_j(f, t) = \arg(W_j(f, t)) [2\pi]$  of the complex coefficients can be interpreted as the local phase of the signal at a time  $t$  and a frequency  $f$  (Grinsted et al. 2004). The relative phasing between two time series, for example  $B_x(t)$  and  $B_y(t)$ , is given by  $\Delta\Phi_{xy}(f, t) = \phi_x(f, t) - \phi_y(f, t)$ . Let  $e_x$ ,  $e_y$ , and  $e_z$  form a direct trihedron, then the relative polarization with respect to the  $z$ -axis is given by

$$\Delta\Phi_{xy}(f, t) = \begin{cases} \pi/2 & [2\pi] \rightarrow \text{right handed} \\ 0 & [\pi] \rightarrow \text{linear} \\ -\pi/2 & [2\pi] \rightarrow \text{left handed.} \end{cases} \quad (8)$$

## APPENDIX B WAVELET TRANSFORM COHERENCE AND PHASE FILTERING

Two signals are said to be coherent if they maintain a fixed phase relationship. We use the wavelet transform coherence (WTC, see Grinsted et al. 2004) to separate coherent areas of the signal. The WTC highlights local phase-lock behavior and provides a good indication of the local correlation between the time series in the time–frequency space.

Let us consider two magnetic field components,  $B_i(t)$  and  $B_j(t)$ , with  $i, j = x, y, z$ . The coherence coefficient  $R_{ij}(f, t)$ , which characterizes phase coupling between  $B_i(t)$  and  $B_j(t)$ , is defined using the continuous wavelet transform of two signals:

$$R_{ij}^2(f, t) = \frac{|S(fW_i(f, t)W_j^*(f, t))|^2}{S(f|W_i(f, t)|^2) \cdot S(f|W_j(f, t)|^2)}, \quad (9)$$

where  $W_{i(j)}(f, t)$  are complex wavelet coefficients of  $B_{i(j)}(t)$  (Farge 1992),  $S$  is a smoothing operator defined by  $S(W(f, t)) = S_{\text{freq}}(S_{\text{time}}(W(f, t)))$  with  $S_{\text{freq}}(W(f, t)) = W(f, t)c_1^{-t^2f^2/2}$  the smoothing operator over frequencies, and  $S_{\text{time}}(W(f, t)) = W(f, t)c_2\Pi(0.6/f)$  over time.  $c_1$  and  $c_2$  are numerically determined normalization constants (see Grinsted et al. 2004) and  $\Pi$  the rectangular function. The factor of 0.6 is the empirically determined scale decorrelation length for the Morlet wavelet (Torrence & Compo 1998). The normalization through the local average operator  $S$  allows one to consider not only the high-amplitude events with coupled phases, but all the phase-coupled events. By definition  $R_{ij}(f, t)$  is between 0 (no coherence) and 1 (full coherence).

To remove the maximum of fortuitous coherence between two component ( $B_i, B_j$ ) we need to determine the level of statistical significance of the WTC. For this purpose we construct  $N$  ( $=100$ ) surrogate time series for each component from the original data, for which we randomize the phases as done in Hada et al. (2003) and Koga & Hada (2003). So, the significance threshold is defined as

$$R_{ij}^{\text{threshold}} = \bar{R}_{ij}^{\text{random}} + 2\sigma_{ij}^{\text{random}}, \quad (10)$$

using the mean

$$\bar{R}_{ij}^{\text{random}}(f, t) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N R_{ij}^{(k)}(f, t), \quad N = 100 \quad (11)$$

and the standard deviation of the WTC for the 100 surrogate data sets

$$\sigma_{ij}^{\text{random}}(f, t) = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (R_{ij}^{(k)}(f, t) - \bar{R}_{ij}^{\text{random}}(f, t))^2}. \quad (12)$$

If  $R_{ij}^{\text{threshold}} > 1$ , we take  $R_{ij}^{\text{threshold}} = 1$  because  $R$  cannot be greater than 1.

We call coherent times  $T_{ij}^c$  the ensemble of time points such that two magnetic field components,  $B_i(t)$  and  $B_j(t)$ , are coupled in phase at a fixed frequency  $f_0$ . These times are defined as the time set  $t$  that satisfies

$$R_{ij}(f_0, t) \geq R_{ij}^{\text{threshold}}(f_0, t). \quad (13)$$

The complementary set,  $T_{ij}^{\text{nc}}$ , corresponds to the non-coherent times.

The individual spectra of coherent (c) and non-coherent (nc) parts of the signal are then defined as

$$E_{ij}^{c/\text{nc}}(f) = \sum_{k=(x,y,z)} 2\delta t \langle |W_k(f, t)|^2 \rangle_t, \quad \text{with } t \in T_{ij}^{c/\text{nc}}. \quad (14)$$

## REFERENCES

- Alexandrova, O. 2008, *NPGeo*, **15**, 95  
 Alexandrova, O., Carbone, V., Veltri, P., & Sorriso-Valvo, L. 2008, *ApJ*, **674**, 1153  
 Alexandrova, O., Chen, C. H. K., Sorriso-Valvo, L., Horbury, T. S., & Bale, S. D. 2013, *SSRv*, **178**, 101  
 Alexandrova, O., Mangeney, A., Maksimovic, M., et al. 2006, *JGRA*, **111**, 12208  
 Alexandrova, O., & Saur, J. 2008, *GeoRL*, **35**, 15102  
 Bieber, J. W., Chen, J., Matthaeus, W. H., Smith, C. W., & Pomerantz, M. A. 1993, *JGR*, **98**, 3585  
 Bourouaine, S., Alexandrova, O., Marsch, E., & Maksimovic, M. 2012, *ApJ*, **749**, 102  
 Bruno, R., & Trenchi, L. 2014, *ApJL*, **787**, L24  
 Bruno, R., Trenchi, L., & Telloni, D. 2014, *ApJL*, **793**, L15  
 Buti, B., Velli, M., Liewer, P. C., Goldstein, B. E., & Hada, T. 2000, *PhPI*, **7**, 3998  
 Chen, C. H. K., Leung, L., Boldyrev, S., Maruca, B. A., & Bale, S. D. 2014, *GeoRL*, **41**, 8081  
 Farge, M. 1992, *AnRFM*, **24**, 395  
 Farge, M., & Schneider, K. 2015, *JPIPh*, **81**, 435810602  
 Frisch, U. 1995, *Turbulence* (Cambridge: Cambridge Univ. Press)  
 Gary, S. P., & Lee, M. A. 1994, *JGR*, **99**, 11297  
 Greco, A., Matthaeus, W. H., D'Amicis, R., Servidio, S., & Dmitruk, P. 2012, *ApJ*, **749**, 105  
 Greco, A., Servidio, S., Matthaeus, W. H., & Dmitruk, P. 2010, *P&SS*, **58**, 1895  
 Grinsted, A., Moore, J. C., & Jevrejeva, S. 2004, *NPGeo*, **11**, 561  
 Hada, T., Koga, D., & Yamamoto, E. 2003, *SSRv*, **107**, 463  
 Hellinger, P., Trávníček, P., Kasper, J. C., & Lazarus, A. J. 2006, *GeoRL*, **33**, 9101  
 Horbury, T. S., Forman, M., & Oughton, S. 2008, *PhRvL*, **101**, 175005  
 Hunter, J. D. 2007, *CSE*, **9**, 90  
 Jian, L. K., Wei, H. Y., Russell, C. T., et al. 2014, *ApJ*, **786**, 123  
 Jones, E., Oliphant, T., Peterson, P., et al. 2001, *SciPy: Open Source Scientific Tools for Python*, <http://www.scipy.org/>  
 Khabarova, O., Zank, G. P., Li, G., et al. 2015, *ApJ*, **808**, 181  
 Kiyani, K. H., Chapman, S. C., Sahaoui, F., et al. 2013, *ApJ*, **763**, 10  
 Koga, D., & Hada, T. 2003, *SSRv*, **107**, 495  
 Kolmogorov, A. 1941, *DoSSR*, **30**, 301  
 Leamon, R. J., Matthaeus, W. H., Smith, C. W., et al. 2000, *ApJ*, **537**, 1054  
 Leamon, R. J., Smith, C. W., Ness, N. F., Matthaeus, W. H., & Wong, H. K. 1998, *JGR*, **103**, 4775  
 Lepping, R. P., Acuña, M. H., Burlaga, L. F., et al. 1995, *SSRv*, **71**, 207  
 Markovskii, S. A., Vasquez, B. J., & Smith, C. W. 2008, *ApJ*, **675**, 1576  
 Matthaeus, W. H., Goldstein, M. L., & Roberts, D. A. 1990, *JGR*, **95**, 20673  
 Matthaeus, W. H., Weygand, J. M., Chuychai, P., et al. 2008, *ApJL*, **678**, L141

- Ogilvie, K. W., Chornay, D. J., Fritzenreiter, R. J., et al. 1995, *SSRv*, **71**, 55
- Ovenden, C. R., Shah, H. A., & Schwartz, S. J. 1983, *JGR*, **88**, 6095
- Parker, E. N. 1958, *ApJ*, **128**, 664
- Perri, S., Carbone, V., & Veltri, P. 2010, *ApJL*, **725**, L52
- Perri, S., Goldstein, M. L., Dorelli, J. C., & Sahraoui, F. 2012, *PhRvL*, **109**, 191101
- Petviashvili, V. I. V. I., & Pokhotelov, O. A. O. A. 1992, Solitary Waves in Plasmas and in the Atmosphere (Philadelphia: Gordon and Breach) translation of: Uedinennye volny v plazme i atmosfere
- Podesta, J. J. 2009, *ApJ*, **698**, 986
- Roberts, O. W., Li, X., & Li, B. 2013, *ApJ*, **769**, 58
- Sahraoui, F., Goldstein, M. L., Belmont, G., Canu, P., & Rezeau, L. 2010, *PhRvL*, **105**, 131101
- Salem, C., Mangeney, A., Bale, S. D., & Veltri, P. 2009, *ApJ*, **702**, 537
- Salem, C. S., Howes, G. G., Sundkvist, D., et al. 2012, *ApJL*, **745**, L9
- Smith, C. W., Hamilton, K., Vasquez, B. J., & Leamon, R. J. 2006, *ApJL*, **645**, L85
- Sonnerup, B. U. Ö. & Scheible, M. 1998, *ISSIR*, **1**, 185
- Sundkvist, D., Krasnoselskikh, V., Shukla, P. K., et al. 2005, *Natur*, **436**, 825
- Taylor, G. I. 1938, *RSPSA*, **164**, 476
- Torrence, C., & Compo, G. P. 1998, *BAMS*, **79**, 61
- Veltri, P. 1999, *PPCF*, **41**, 787
- Verkhoglyadova, O. P., Dasgupta, B., & Tsurutani, B. T. 2003, *NPGeo*, **10**, 335
- Wang, X., Tu, C., Marsch, E., He, J., & Wang, L. 2016, *ApJ*, **816**, 15
- Wu, P., Perri, S., Osman, K., et al. 2013, *ApJL*, **763**, L30
- Zwillinger, D., & Kokoska, S. 2000, CRC Standard Probability and Statistics Tables and Formulae (New York: Chapman and Hall)

# Bibliographie

- [1] D. J. McComas, R. W. Ebert, H. A. Elliott, B. E. Goldstein, J. T. Gosling, N. A. Schwadron, and R. M. Skoug, “Weaker solar wind from the polar coronal holes and the whole Sun,” *Geophys. Res. Lett.***35**, L18103 (2008). [I.1](#)
- [2] E. N. Parker, “Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields.” *ApJ***128**, 664 (1958). [I](#), [III](#)
- [3] L. Biermann, “Kometenschweife und solare Korpuskularstrahlung,” *ZAp***29**, 274 (1951). [I](#)
- [4] J. W. Belcher, A. J. Lazarus, R. L. McNutt, Jr., and G. S. Gordon, Jr., “Solar wind conditions in the outer heliosphere and the distance to the termination shock,” *J. Geophys. Res.***98**, 15 (1993). [I.2](#), [I](#)
- [5] C. W. Smith, W. H. Matthaeus, G. P. Zank, N. F. Ness, S. Oughton, and J. D. Richardson, “Heating of the low-latitude solar wind by dissipation of turbulent magnetic fluctuations,” *J. Geophys. Res.***106**, 8253–8272 (2001). [I.3](#)
- [6] J. D. Richardson and C. W. Smith, “The radial temperature profile of the solar wind,” *Geophys. Res. Lett.***30**, 1206 (2003). [I.3](#)
- [7] E. Marsch, R. Schwenn, H. Rosenbauer, K.-H. Muehlhaeuser, W. Pilipp, and F. M. Neubauer, “Solar wind protons - Three-dimensional velocity distributions and derived plasma parameters measured between 0.3 and 1 AU,” *J. Geophys. Res.***87**, 52–72 (1982). [I](#)
- [8] E. Marsch, “Radial evolution of ion distribution functions,” in “NASA Conference Publication,” , vol. 228 of *NASA Conference Publication* (1983), vol. 228 of *NASA Conference Publication*. [I](#)
- [9] R. Schwenn, “The average solar wind in the inner heliosphere : Structures and slow variations,” in “NASA Conference Publication,” , vol. 228 of *NASA Conference Publication* (1983), vol. 228 of *NASA Conference Publication*. [I](#)
- [10] J. W. Freeman, “Estimates of solar wind heating inside 0.3 AU,” *Geophys. Res. Lett.***15**, 88–91 (1988). [I](#)
- [11] M. L. Goldstein, “Turbulence in the solar wind : Kinetic effects,” in “American Institute of Physics Conference Series,” , vol. 382 of *American Institute of Physics Conference Series*, D. Winterhalter, J. T. Gosling, S. R. Habbal, W. S. Kurth, and M. Neugebauer, eds. (1996), vol. 382 of *American Institute of Physics Conference Series*, pp. 239–244. [I](#)
- [12] P. R. Gazis, “Observations of plasma bulk parameters and the energy balance of the solar wind between 1 and 10 AU,” *J. Geophys. Res.***89**, 775–785 (1984). [I](#)



- [13] P. R. Gazis, A. Barnes, J. D. Mihalov, and A. J. Lazarus, “Solar wind velocity and temperature in the outer heliosphere,” *J. Geophys. Res.***99**, 6561–6573 (1994). **I**
- [14] J. D. Richardson, K. I. Paularena, A. J. Lazarus, and J. W. Belcher, “Radial evolution of the solar wind from IMP 8 to Voyager 2,” *Geophys. Res. Lett.***22**, 325–328 (1995). **I**
- [15] O. Reynolds, “An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels,” *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* **174**, 935–982 (1883). URL : <http://dx.doi.org/10.1098/rstl.1883.0029>. **I**
- [16] M. Landahl and E. Mollo-Christensen, *Turbulence and Random Processes in Fluid Mechanics* (CAMBRIDGE UNIV PR, 1992). URL : [http://www.ebook.de/de/product/4242069/marten\\_landahl\\_e\\_mollo\\_christensen\\_turbulence\\_and\\_random\\_processes\\_in\\_fluid\\_mechanics.html](http://www.ebook.de/de/product/4242069/marten_landahl_e_mollo_christensen_turbulence_and_random_processes_in_fluid_mechanics.html). **I**
- [17] D. Biskamp, *Nonlinear magnetohydrodynamics* (1993). **I, I, I**
- [18] A. Kolmogorov, “The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds’ Numbers,” *Akademiia Nauk SSSR Doklady* **30**, 301–305 (1941). **I, I, II.4.1, IV, C.3, D.2**
- [19] H. L. Grant, R. W. Stewart, and A. Moilliet, “Turbulence spectra from a tidal channel,” *Journal of Fluid Mechanics* **12**, 241–268 (1962). **I**
- [20] U. Frisch, *Turbulence. The legacy of A. N. Kolmogorov.* (1995). **I, I, III.1, D.2**
- [21] S. Chen, G. Doolen, J. R. Herring, R. H. Kraichnan, S. A. Orszag, and Z. S. She, “Far-dissipation range of turbulence,” *Physical Review Letters* **70**, 3051–3054 (1993). **I**
- [22] G. I. Taylor, “The spectrum of turbulence,” *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **164**, 476–490 (1938). URL : <http://dx.doi.org/10.1098/rspa.1938.0032>. **I**
- [23] E. Marsch and A. Mangeney, “Ideal MHD equations in terms of compressive Elsaesser variables,” *J. Geophys. Res.***92**, 7363–7367 (1987). **I**
- [24] A. A. Schekochihin, S. C. Cowley, W. Dorland, G. W. Hammett, G. G. Howes, E. Quataert, and T. Tatsuno, “Astrophysical Gyrokinetics : Kinetic and Fluid Turbulent Cascades in Magnetized Weakly Collisional Plasmas,” *ApJS***182**, 310–377 (2009). **I, III**
- [25] R. W. Fredricks and F. V. Coroniti, “Ambiguities in the deduction of rest frame fluctuation spectrums from spectrums computed in moving frames,” *J. Geophys. Res.***81**, 5591–5595 (1976). **I**
- [26] C. Lacombe, O. Alexandrova, L. Matteini, O. Santolík, N. Cornilleau-Wehrin, A. Mangeney, Y. de Conchy, and M. Maksimovic, “Whistler Mode Waves and the Electron Heat Flux in the Solar Wind : Cluster Observations,” *ApJ***796**, 5 (2014). **I, II, II.1, III.2, III.2.2, III.3**
- [27] G. G. Howes, K. G. Klein, and J. M. TenBarge, “Validity of the Taylor Hypothesis for Linear Kinetic Waves in the Weakly Collisional Solar Wind,” *ApJ***789**, 106 (2014). **I**

- [28] K. H. Kiyani, K. T. Osman, and S. C. Chapman, “Dissipation and heating in solar wind turbulence : from the macro to the micro and back again,” *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A* **373**, 20140155–20140155 (2015). [I](#), [I.5](#)
- [29] W. H. Matthaeus and M. L. Goldstein, “Low-frequency 1/f noise in the interplanetary magnetic field,” *Physical Review Letters* **57**, 495–498 (1986). [I](#)
- [30] T. S. Horbury, M. A. Forman, and S. Oughton, “Spacecraft observations of solar wind turbulence : an overview,” *Plasma Physics and Controlled Fusion* **47**, B703–B717 (2005). [I](#)
- [31] R. Bruno and V. Carbone, “The Solar Wind as a Turbulence Laboratory,” *Living Reviews in Solar Physics* **10** (2013). [I](#), [I](#), [II.3](#), [II.5](#)
- [32] A. Mangeney, R. Grappin, and M. Velli, “Magnetohydrodynamic Turbulence in the Solar Wind,” in “Advances in Solar System Magnetohydrodynamics,” , E. R. Priest and A. W. Hood, eds. (1991), p. 327. [I](#)
- [33] C. Salem and A. Mangeney, “Ondes, turbulence et phénomènes dissipatifs dans le vent solaire à partir des observations de la sonde wind,” Ph.D. thesis, Université de Paris 07, Paris, FRANCE (2000). [I](#), [I](#), [III.18](#)
- [34] N. Meyer-Vernet, *Basics of the Solar Wind* (CAMBRIDGE UNIV PR, 2012). URL : [http://www.ebook.de/de/product/19248391/nicole\\_meyer\\_vernet\\_basics\\_of\\_the\\_solar\\_wind.html](http://www.ebook.de/de/product/19248391/nicole_meyer_vernet_basics_of_the_solar_wind.html). [I](#), [D.3](#)
- [35] P. J. Coleman, Jr., “Turbulence, Viscosity, and Dissipation in the Solar-Wind Plasma,” *ApJ***153**, 371 (1968). [I](#)
- [36] O. Alexandrova, J. Saur, C. Lacombe, A. Mangeney, J. Mitchell, S. J. Schwartz, and P. Robert, “Universality of Solar-Wind Turbulent Spectrum from MHD to Electron Scales,” *Physical Review Letters* **103**, 165003 (2009). [I](#), [III.1](#)
- [37] O. Alexandrova, C. Lacombe, A. Mangeney, R. Grappin, and M. Maksimovic, “Solar Wind Turbulent Spectrum at Plasma Kinetic Scales,” *ApJ***760**, 121 (2012). [I](#)
- [38] F. Sahraoui, S. Y. Huang, G. Belmont, M. L. Goldstein, A. Réтино, P. Robert, and J. De Patoul, “Scaling of the Electron Dissipation Range of Solar Wind Turbulence,” *ApJ***777**, 15 (2013). [I](#)
- [39] O. Alexandrova, C. H. K. Chen, L. Sorriso-Valvo, T. S. Horbury, and S. D. Bale, “Solar Wind Turbulence and the Role of Ion Instabilities,” *Space Sci. Rev.***178**, 101–139 (2013). [I](#), [III](#), [III.1](#)
- [40] P. S. Iroshnikov, “Turbulence of a Conducting Fluid in a Strong Magnetic Field,” *AZh***40**, 742 (1963). [I](#), [D.3](#)
- [41] R. H. Kraichnan, “Inertial-Range Spectrum of Hydromagnetic Turbulence,” *Physics of Fluids* **8**, 1385–1387 (1965). [I](#), [D.3](#)
- [42] A. Greco, F. Valentini, S. Servidio, and W. H. Matthaeus, “Inhomogeneous kinetic effects related to intermittent magnetic discontinuities,” *Phys. Rev. E***86**, 066405 (2012). [I](#), [V](#)
- [43] A. Greco and S. Perri, “Identification of High Shears and Compressive Discontinuities in the Inner Heliosphere,” *ApJ***784**, 163 (2014). [I](#), [V](#)

- [44] L. Sorriso-Valvo, V. Carbone, P. Veltri, G. Consolini, and R. Bruno, “Intermittency in the solar wind turbulence through probability distribution functions of fluctuations,” *Geophys. Res. Lett.* **26**, 1801–1804 (1999). [I.6](#), [I](#), [IV](#)
- [45] E. Marsch and C.-Y. Tu, “Intermittency, non-Gaussian statistics and fractal scaling of MHD fluctuations in the solar wind,” *Nonlinear Processes in Geophysics* **4**, 101–124 (1997). [I](#), [C.3](#)
- [46] L. F. Burlaga, “Intermittent turbulence in the solar wind,” *J. Geophys. Res.* **96**, 5847–5851 (1991). [I](#)
- [47] P. Veltri and A. Mangeney, “Scaling laws and intermittent structures in solar wind MHD turbulence,” in “AIP Conference Proceedings,” (AIP Publishing, 1999). URL : <http://dx.doi.org/10.1063/1.58809>. [I](#)
- [48] A. Greco, W. H. Matthaeus, S. Servidio, P. Chuychai, and P. Dmitruk, “Statistical Analysis of Discontinuities in Solar Wind ACE Data and Comparison with Intermittent MHD Turbulence,” *ApJ* **691**, L111–L114 (2009). [I](#)
- [49] A. Greco, S. Servidio, W. H. Matthaeus, and P. Dmitruk, “Intermittent structures and magnetic discontinuities on small scales in MHD simulations and solar wind,” *Planet. Space Sci.* **58**, 1895–1899 (2010). [I](#)
- [50] L. Sorriso-Valvo, V. Carbone, P. Giuliani, P. Veltri, R. Bruno, V. Antoni, and E. Martines, “Intermittency in plasma turbulence,” *Planetary and Space Science* **49**, 1193–1200 (2001). URL : [http://dx.doi.org/10.1016/S0032-0633\(01\)00060-5](http://dx.doi.org/10.1016/S0032-0633(01)00060-5). [I](#)
- [51] R. E. Lopez and J. W. Freeman, “Solar wind proton temperature-velocity relationship,” *J. Geophys. Res.* **91**, 1701–1705 (1986). [II](#)
- [52] T. L. Totten, J. W. Freeman, and S. Arya, “An empirical determination of the polytropic index for the free-streaming solar wind using HELIOS 1 data,” *J. Geophys. Res.* **100**, 13–17 (1995). [II](#), [II.3](#), [II.4.1](#)
- [53] M. Neugebauer, J. T. Steinberg, R. L. Tokar, B. L. Barraclough, E. E. Dors, R. C. Wiens, D. E. Gingerich, D. Luckey, and D. B. Whiteaker, “Genesis on-board determination of the solar wind flow regime,” *Space Sci. Rev.* **105**, 661–679 (2003). [II](#)
- [54] H. A. Elliott, D. J. McComas, N. A. Schwadron, J. T. Gosling, R. M. Skoug, G. Gloeckler, and T. H. Zurbuchen, “An improved expected temperature formula for identifying interplanetary coronal mass ejections,” *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **110**, A04103 (2005). [II](#)
- [55] W. H. Matthaeus, H. A. Elliott, and D. J. McComas, “Correlation of speed and temperature in the solar wind,” *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **111**, A10103 (2006). [II](#)
- [56] P. Démoulin, “Why Do Temperature and Velocity Have Different Relationships in the Solar Wind and in Interplanetary Coronal Mass Ejections ?” *Sol. Phys.* **257**, 169–184 (2009). [II](#)
- [57] R. Grappin, M. Velli, and A. Mangeney, “‘Alfvénic’ versus ‘standard’ turbulence in the solar wind,” *Annales Geophysicae* **9**, 416–426 (1991). [II](#), [II.1](#), [II.4](#), [V](#)

- [58] B. J. Vasquez, C. W. Smith, K. Hamilton, B. T. MacBride, and R. J. Leamon, “Evaluation of the turbulent energy cascade rates from the upper inertial range in the solar wind at 1 AU,” *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **112**, A07101 (2007). [II](#), [II.1](#), [II.4](#), [II.4.1](#), [II.4.1](#), [II.4.1](#)
- [59] D. Zwillinger and S. Kokoska, *CRC Standard Probability and Statistics Tables and Formulae* (Taylor & Francis Inc, 2000). URL : [http://www.ebook.de/de/product/4302835/stephen\\_kokoska\\_daniel\\_zwillinger\\_crc\\_standard\\_probability\\_and\\_statistics\\_tables\\_and\\_formulae.html](http://www.ebook.de/de/product/4302835/stephen_kokoska_daniel_zwillinger_crc_standard_probability_and_statistics_tables_and_formulae.html). [II.1](#)
- [60] P. Hellinger, P. M. Trávníček, Š. Štverák, L. Matteini, and M. Velli, “Proton thermal energetics in the solar wind : Helios reloaded,” *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **118**, 1351–1365 (2013). [II.3](#)
- [61] A. Barnes, “Theory of magnetohydrodynamic waves - The WKB approximation revisited,” *J. Geophys. Res.* **97**, 12 (1992). [II.3](#)
- [62] B. Bavassano, M. Dobrowolny, F. Mariani, and N. F. Ness, “Radial evolution of power spectra of interplanetary alfvénic turbulence,” *Journal of Geophysical Research : Space Physics* **87**, 3617–3622 (1982). URL : <http://dx.doi.org/10.1029/JA087iA05p03617>. [II.3](#)
- [63] E. Marsch and C.-Y. Tu, “Spectral and spatial evolution of compressible turbulence in the inner solar wind,” *J. Geophys. Res.* **95**, 11945 (1990). URL : <http://dx.doi.org/10.1029/JA095iA08p11945>. [II.3](#)
- [64] D. A. Roberts, “Observation and simulation of the radial evolution and stream structure of solar wind turbulence,” in “Solar Wind Seven Colloquium,” , E. Marsch and R. Schwenn, eds. (1992), pp. 533–538. [II.3](#)
- [65] W. H. Matthaeus, Y. Zhou, G. P. Zank, and S. Oughton, “Transport theory and the WKB approximation for interplanetary MHD fluctuations,” *J. Geophys. Res.* **99**, 23 (1994). [II.3](#)
- [66] A. Barnes and J. V. Hollweg, “Large-amplitude hydromagnetic waves,” *J. Geophys. Res.* **79**, 2302 (1974). [II.3](#)
- [67] K. T. Osman, W. H. Matthaeus, A. Greco, and S. Servidio, “Evidence for Inhomogeneous Heating in the Solar Wind,” *ApJ* **727**, L11 (2011). [II.4](#), [II.4.3](#)
- [68] P. Wu, S. Perri, K. Osman, M. Wan, W. H. Matthaeus, M. A. Shay, M. L. Goldstein, H. Karimabadi, and S. Chapman, “Intermittent Heating in Solar Wind and Kinetic Simulations,” *ApJ* **763**, L30 (2013). [II.4](#), [II.12](#), [II.4.3](#)
- [69] M. K. Verma, D. A. Roberts, and M. L. Goldstein, “Turbulent heating and temperature evolution in the solar wind plasma,” *J. Geophys. Res.* **100**, 19839–19850 (1995). [II.10](#)
- [70] J. Chae, U. Schühle, and P. Lemaire, “SUMER Measurements of Nonthermal Motions : Constraints on Coronal Heating Mechanisms,” *ApJ* **505**, 957–973 (1998). [II.4.2](#)
- [71] R. Bruno, L. Trenchi, and D. Telloni, “Spectral Slope Variation at Proton Scales from Fast to Slow Solar Wind,” *ApJ* **793**, L15 (2014). [II.5](#), [III](#), [III](#)

- [72] O. Alexandrova, J. Saur, C. Lacombe, A. Mangeney, S. J. Schwartz, J. Mitchell, R. Grappin, and P. Robert, “Solar wind turbulent spectrum from MHD to electron scales,” Twelfth International Solar Wind Conference **1216**, 144–147 (2010). [III.1](#)
- [73] R. J. Leamon, C. W. Smith, N. F. Ness, W. H. Matthaeus, and H. K. Wong, “Observational constraints on the dynamics of the interplanetary magnetic field dissipation range,” *J. Geophys. Res.***103**, 4775 (1998). [III](#), [III](#), [III.2](#), [III.5](#), [III](#), [III](#), [III.6](#), [III.2.1](#), [III.2.2](#), [III.3](#), [IV](#)
- [74] S. D. Bale, P. J. Kellogg, F. S. Mozer, T. S. Horbury, and H. Reme, “Measurement of the Electric Fluctuation Spectrum of Magnetohydrodynamic Turbulence,” *Physical Review Letters* **94**, 215002 (2005). [III](#)
- [75] O. Alexandrova, V. Carbone, P. Veltri, and L. Sorriso-Valvo, “Solar wind cluster observations : Turbulent spectrum and role of hall effect,” *Planetary and Space Science* **55**, 2224–2227 (2007). URL : <http://dx.doi.org/10.1016/j.pss.2007.05.022>. [III](#)
- [76] C. H. K. Chen, C. S. Salem, J. W. Bonnell, F. S. Mozer, and S. D. Bale, “Density Fluctuation Spectrum of Solar Wind Turbulence between Ion and Electron Scales,” *Physical Review Letters* **109**, 035001 (2012). [III](#)
- [77] J. Šafránková, Z. Němeček, L. Přech, and G. N. Zastenker, “Ion Kinetic Scale in the Solar Wind Observed,” *Physical Review Letters* **110**, 025004 (2013). [III](#)
- [78] R. J. Leamon, C. W. Smith, N. F. Ness, and H. K. Wong, “Dissipation range dynamics : Kinetic Alfvén waves and the importance of  $\beta$ ,” *J. Geophys. Res.***104**, 22331–22344 (1999). [III](#)
- [79] R. J. Leamon, W. H. Matthaeus, C. W. Smith, G. P. Zank, D. J. Mullan, and S. Oughton, “MHD-driven Kinetic Dissipation in the Solar Wind and Corona,” *ApJ***537**, 1054–1062 (2000). [III](#), [III](#), [V](#)
- [80] C. W. Smith, K. Hamilton, B. J. Vasquez, and R. J. Leamon, “Dependence of the Dissipation Range Spectrum of Interplanetary Magnetic Fluctuations on the Rate of Energy Cascade,” *ApJ***645**, L85–L88 (2006). [III](#), [III](#), [III](#)
- [81] G. G. Howes, J. M. Tenbarger, and W. Dorland, “A weakened cascade model for turbulence in astrophysical plasmas,” *Physics of Plasmas* **18**, 102305–102305 (2011). [III](#)
- [82] D. Biskamp, E. Schwarz, and J. F. Drake, “Two-Dimensional Electron Magnetohydrodynamic Turbulence,” *Physical Review Letters* **76**, 1264–1267 (1996). [III](#)
- [83] S. Ghosh, E. Siregar, D. A. Roberts, and M. L. Goldstein, “Simulation of high-frequency solar wind power spectra using Hall magnetohydrodynamics,” *J. Geophys. Res.***101**, 2493–2504 (1996). [III](#)
- [84] O. Stawicki, S. P. Gary, and H. Li, “Solar wind magnetic fluctuation spectra : Dispersion versus damping,” *J. Geophys. Res.***106**, 8273–8282 (2001). [III](#)
- [85] H. Li, S. P. Gary, and O. Stawicki, “On the dissipation of magnetic fluctuations in the solar wind,” *Geophys. Res. Lett.***28**, 1347–1350 (2001). [III](#)

- [86] S. Galtier, “Wave turbulence in incompressible Hall magnetohydrodynamics,” *Journal of Plasma Physics* **72**, 721–769 (2006). [III](#)
- [87] O. Alexandrova and J. Saur, “Alfvén vortices in Saturn’s magnetosheath : Cassini observations,” *Geophys. Res. Lett.***35**, L15102 (2008). [III](#)
- [88] L. Rudakov, M. Mithaiwala, G. Ganguli, and C. Crabtree, “Linear and nonlinear Landau resonance of kinetic Alfvén waves : Consequences for electron distribution and wave spectrum in the solar wind,” *Physics of Plasmas* **18**, 012307–012307 (2011). [III](#)
- [89] S. Boldyrev and J. C. Perez, “Spectrum of Kinetic-Alfvén Turbulence,” *ApJ***758**, L44 (2012). [III](#)
- [90] K. U. Denskat, H. J. Beinroth, and F. M. Neubauer, “Interplanetary magnetic field power spectra with frequencies from 2.4 X 10 to the -5th HZ to 470 HZ from HELIOS-observations during solar minimum conditions,” *Journal of Geophysics Zeitschrift Geophysik* **54**, 60–67 (1983). [III](#), [III](#)
- [91] F. Sahraoui, M. L. Goldstein, G. Belmont, P. Canu, and L. Rezeau, “Three Dimensional Anisotropic k Spectra of Turbulence at Subproton Scales in the Solar Wind,” *Physical Review Letters* **105**, 131101 (2010). [III](#)
- [92] S. P. Gary, R. M. Skoug, J. T. Steinberg, and C. W. Smith, “Proton temperature anisotropy constraint in the solar wind : ACE observations,” *Geophys. Res. Lett.***28**, 2759–2762 (2001). [III](#)
- [93] L. Matteini, S. Landi, P. Hellinger, F. Pantellini, M. Maksimovic, M. Velli, B. E. Goldstein, and E. Marsch, “Evolution of the solar wind proton temperature anisotropy from 0.3 to 2.5 AU,” *Geophys. Res. Lett.***34**, L20105 (2007). [III](#)
- [94] L. Matteini, P. Hellinger, S. Landi, P. M. Trávníček, and M. Velli, “Ion Kinetics in the Solar Wind : Coupling Global Expansion to Local Microphysics,” *Space Sci. Rev.***172**, 373–396 (2012). [III](#)
- [95] S. D. Bale, J. C. Kasper, G. G. Howes, E. Quataert, C. Salem, and D. Sundkvist, “Magnetic Fluctuation Power Near Proton Temperature Anisotropy Instability Thresholds in the Solar Wind,” *Physical Review Letters* **103**, 211101 (2009). [III](#)
- [96] K. H. Kiyani, S. C. Chapman, F. Sahraoui, B. Hnat, O. Fauvarque, and Y. V. Khotyaintsev, “Enhanced Magnetic Compressibility and Isotropic Scale Invariance at Sub-ion Larmor Scales in Solar Wind Turbulence,” *ApJ***763**, 10 (2013). [III](#), [IV.2](#), [V](#)
- [97] S. A. Markovskii, B. J. Vasquez, and C. W. Smith, “Statistical Analysis of the High-Frequency Spectral Break of the Solar Wind Turbulence at 1 AU,” *ApJ***675**, 1576-1583 (2008). [III](#), [V](#)
- [98] S. Perri, V. Carbone, and P. Veltri, “Where Does Fluid-like Turbulence Break Down in the Solar Wind?” *ApJ***725**, L52–L55 (2010). [III](#)
- [99] S. Bourouaine, O. Alexandrova, E. Marsch, and M. Maksimovic, “On Spectral Breaks in the Power Spectra of Magnetic Fluctuations in Fast Solar Wind between 0.3 and 0.9 AU,” *ApJ***749**, 102 (2012). [III](#)
- [100] D. Biskamp, “Magnetic reconnection via current sheets,” *Physics of Fluids* **29**, 1520–1531 (1986). [III.1.1](#)



- [101] M. Kivelson and C. Russell, *Introduction to Space Physics*, Cambridge atmospheric and space science series (Cambridge University Press, 1995). URL : <https://books.google.fr/books?id=qWHSqXGfsfQC>. III.1.1
- [102] S. M. Thompson, M. G. Kivelson, K. K. Khurana, R. L. McPherron, J. M. Weygand, A. Balogh, H. RéMe, and L. M. Kistler, “Dynamic Harris current sheet thickness from Cluster current density and plasma measurements,” *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **110**, A02212 (2005). III.1.1
- [103] M. H. Acuña, “Space-based magnetometers,” *Review of Scientific Instruments* **73**, 3717–3736 (2002). III.1.1, E.3.1
- [104] C. R. Ovensden, H. A. Shah, and S. J. Schwartz, “Alfvén solitons in the solar wind,” *J. Geophys. Res.* **88**, 6095–6101 (1983). III.1.2
- [105] B. Buti, M. Velli, P. C. Liewer, B. E. Goldstein, and T. Hada, “Hybrid simulations of collapse of Alfvénic wave packets,” *Physics of Plasmas* **7**, 3998–4003 (2000). III.1.2
- [106] V. I. V. I. Petviashvili and O. A. O. A. Pokhotelov, *Solitary waves in plasmas and in the atmosphere* (Philadelphia : Gordon and Breach Science Publishers, 1992). Translation of : Uedinennye volny v plazme i atmosfere. III.1.2, III.1.2
- [107] W. H. Matthaeus, M. L. Goldstein, and D. A. Roberts, “Evidence for the presence of quasi-two-dimensional nearly incompressible fluctuations in the solar wind,” *J. Geophys. Res.* **95**, 20673–20683 (1990). III.1.2
- [108] T. S. Horbury, M. Forman, and S. Oughton, “Anisotropic Scaling of Magnetohydrodynamic Turbulence,” *Physical Review Letters* **101**, 175005 (2008). III.1.2, V
- [109] X. Wang, C. Tu, E. Marsch, J. He, and L. Wang, “Scale-dependent Normalized Amplitude and Weak Spectral Anisotropy of Magnetic Field Fluctuations in the Solar Wind Turbulence,” *ApJ* **816**, 15 (2016). III.1.2
- [110] O. Alexandrova, A. Mangeney, M. Maksimovic, N. Cornilleau-Wehrin, J.-M. Bosqued, and M. André, “Alfvén vortex filaments observed in magnetosheath downstream of a quasi-perpendicular bow shock,” *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **111**, A12208 (2006). III.1.2, IV
- [111] O. Alexandrova and A. Mangeney, “Turbulence mhd dans la magnétogaine terrestre en aval des chocs quasi-perpendiculaires,” Ph.D. thesis, Université de Paris 06, Paris, FRANCE (2005). III.1.2
- [112] O. Alexandrova, V. Carbone, P. Veltri, and L. Sorriso-Valvo, “Small-Scale Energy Cascade of the Solar Wind Turbulence,” *ApJ* **674**, 1153-1157 (2008). III.1.2, III.1.2, B.1
- [113] S. P. Gary and M. A. Lee, “The ion cyclotron anisotropy instability and the inverse correlation between proton anisotropy and proton beta,” *J. Geophys. Res.* **99**, 11297–11302 (1994). III.2.1
- [114] P. Hellinger, P. Trávníček, J. C. Kasper, and A. J. Lazarus, “Solar wind proton temperature anisotropy : Linear theory and WIND/SWE observations,” *Geophys. Res. Lett.* **33**, L09101 (2006). III.2.1

- [115] L. K. Jian, H. Y. Wei, C. T. Russell, J. G. Luhmann, B. Klecker, N. Omid, P. A. Isenberg, M. L. Goldstein, A. Figueroa-Viñas, and X. Blanco-Cano, “Electromagnetic Waves near the Proton Cyclotron Frequency : STEREO Observations,” *ApJ***786**, 123 (2014). [III.2.2](#), [III.2.2](#)
- [116] S. A. Boardsen, L. K. Jian, J. L. Raines, D. J. Gershman, T. H. Zurbuchen, D. A. Roberts, and H. Korth, “MESSENGER survey of in situ low frequency wave storms between 0.3 and 0.7 AU,” *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **120**, 10 (2015). [III.2.2](#)
- [117] A. Grinsted, J. C. Moore, and S. Jevrejeva, “Application of the cross wavelet transform and wavelet coherence to geophysical time series,” *Nonlinear Processes in Geophysics* **11**, 561–566 (2004). URL : <http://www.nonlin-processes-geophys.net/11/561/2004/>. [III.3](#), [B.1](#)
- [118] S. Lion, O. Alexandrova, and A. Zaslavsky, “Coherent Events and Spectral Shape at Ion Kinetic Scales in the Fast Solar Wind Turbulence,” *ApJ***824**, 47 (2016). [III.3](#), [V](#), [B.1](#)
- [119] A. Mangeney, C. Lacombe, M. Maksimovic, A. A. Samsonov, N. Cornilleau-Wehrin, C. C. Harvey, J.-M. Bosqued, and P. Trávníček, “Cluster observations in the magnetosheath - Part 1 : Anisotropies of the wave vector distribution of the turbulence at electron scales,” *Annales Geophysicae* **24**, 3507–3521 (2006). [III.3](#)
- [120] O. Alexandrova, C. Lacombe, and A. Mangeney, “Spectra and anisotropy of magnetic fluctuations in the Earth’s magnetosheath : Cluster observations,” *Annales Geophysicae* **26**, 3585–3596 (2008). [III.3](#)
- [121] C. Rossi and O. Alexandrova, “Small scale turbulence in the solar wind,” *Tesi di laurea, Università della Calabria, Rende, ITALIA* (2011). [IV](#)
- [122] O. Alexandrova, “Solar wind vs magnetosheath turbulence and Alfvén vortices,” *Nonlinear Processes in Geophysics* **15**, 95–108 (2008). URL : <http://www.nonlin-processes-geophys.net/15/95/2008/>. [IV](#)
- [123] D. Perrone, O. Alexandrova, A. Mangeney, M. Maksimovic, C. Lacombe, V. Rokoto, J. C. Kasper, and D. Jovanovic, “Compressive coherent structures at ion scales in the slow solar wind,” (2016). [IV](#), [V](#)
- [124] F. Hayot and C. Jayaprakash, “Relations between intermittency and structure function exponents in turbulence,” *Physics of Fluids* **12**, 327–334 (2000). [IV](#)
- [125] J. Beran, *Statistics for Long-Memory Processes*, Chapman & Hall/CRC Monographs on Statistics & Applied Probability (Taylor & Francis, 1994). URL : <https://books.google.fr/books?id=jdzDYWtfPC0C>. [IV](#)
- [126] B. Hnat, S. C. Chapman, G. Rowlands, N. W. Watkins, and M. P. Freeman, “Scaling in long term data sets of geomagnetic indices and solar wind  $\epsilon$  as seen by WIND spacecraft,” *Geophys. Res. Lett.***30**, 2174 (2003). [IV](#)
- [127] B. B. Mandelbrot, “Intermittent turbulence in self-similar cascades : divergence of high moments and dimension of the carrier,” *Journal of Fluid Mechanics* **62**, 331–358 (1974). [IV](#)



- [128] G. Parisi and U. Frisch, “On the singularity structure of fully developed turbulence,” in “Turbulence and Predictability in Geophysical Fluid Dynamics,” , A. M. Ghil, R. Benzi & G. Parisi. North-Holland, ed. (Proceed. Intern. School of Physics “E. Fermi”, 1983, Varenna, Italy, 1985), pp. 84–87. **IV**
- [129] A. Mangeney, “Intermittency and regularity in the Alfvénic range of solar wind turbulence,” in “American Institute of Physics Conference Series,” , vol. 1439 of *American Institute of Physics Conference Series*, P.-L. Sulem and M. Mond, eds. (2012), vol. 1439 of *American Institute of Physics Conference Series*, pp. 26–41. **IV**
- [130] C. Esser, T. Kleyntssens, and S. Nicolay, “A multifractal formalism for non-concave and non-increasing spectra : The leaders profile method,” *Applied and Computational Harmonic Analysis* (2016). URL : <http://dx.doi.org/10.1016/j.acha.2015.12.006>. **IV**
- [131] B. Castaing, Y. Gagne, and E. J. Hopfinger, “Velocity probability density functions of high Reynolds number turbulence,” *Physica D Nonlinear Phenomena* **46**, 177–200 (1990). **IV, IV.1, IV.1**
- [132] A. N. Kolmogorov, “A refinement of previous hypotheses concerning the local structure of turbulence in a viscous incompressible fluid at high Reynolds number,” *Journal of Fluid Mechanics* **13**, 82–85 (1962). **IV**
- [133] R. Benzi, L. Biferale, G. Paladin, A. Vulpiani, and M. Vergassola, “Multifractality in the statistics of the velocity gradients in turbulence,” *Physical Review Letters* **67**, 2299–2302 (1991). **IV**
- [134] G. Stolovitzky, K. R. Sreenivasan, and A. Juneja, “Scaling functions and scaling exponents in turbulence,” *Phys. Rev. E* **48**, R3217–R3220 (1993). **IV**
- [135] C. Beck, G. S. Lewis, and H. L. Swinney, “Measuring nonextensivity parameters in a turbulent Couette-Taylor flow,” *Phys. Rev. E* **63**, 035303 (2001). **IV**
- [136] O. E. Barndorff-Nielsen, P. Blæsild, and J. Schmiegel, “A parsimonious and universal description of turbulent velocity increments,” *European Physical Journal B* **41**, 345–363 (2004). **IV, IV, IV.1, IV.1, IV.2, V**
- [137] B. Birnir, “The Kolmogorov-Obukhov Statistical Theory of Turbulence,” *Journal of NonLinear Science* **23**, 657–688 (2013). **IV, IV, IV.1, IV.4**
- [138] B. Birnir, *The Kolmogorov-Obukhov Theory of Turbulence* (Springer New York, 2013). URL : [http://www.ebook.de/de/product/20528184/bjorn\\_birnir\\_the\\_kolmogorov\\_obukhov\\_theory\\_of\\_turbulence.html](http://www.ebook.de/de/product/20528184/bjorn_birnir_the_kolmogorov_obukhov_theory_of_turbulence.html). **IV, V**
- [139] O. E. Barndorff-Nielsen, “Normal inverse gaussian distributions and stochastic volatility modelling,” *Scandinavian Journal of Statistics* **24**, 1–13 (1997). URL : <http://dx.doi.org/10.1111/1467-9469.00045>. **IV**
- [140] O. Barndorff-Nielsen, J. Kent, M. Sørensen, and M. Sorensen, “Normal variance-mean mixtures and z distributions,” *International Statistical Review / Revue Internationale de Statistique* **50**, 145 (1982). URL : <http://dx.doi.org/10.2307/1402598>. **IV.1**
- [141] M. Rosenblatt, “Remarks on some nonparametric estimates of a density function,” *The Annals of Mathematical Statistics* **27**, 832–837 (1956). URL : <http://dx.doi.org/10.1214/aoms/1177728190>. **4**

- [142] E. Parzen, “On estimation of a probability density function and mode,” *The Annals of Mathematical Statistics* **33**, 1065–1076 (1962). URL : <http://dx.doi.org/10.1214/aoms/1177704472>. **4**
- [143] A. W. F. Edwards, *Likelihood* (Cambridge [Eng.]University Press, 1972). **IV.2**, **IV.2**
- [144] O. E. Barndorff-Nielsen and R. Stelzer, “Absolute moments of generalized hyperbolic distributions and approximate scaling of normal inverse gaussian lévy processes,” *Scandinavian Journal of Statistics* **32**, 617–637 (2005). URL : <http://dx.doi.org/10.1111/j.1467-9469.2005.00466.x>. **IV.3**
- [145] O. W. Roberts, X. Li, O. Alexandrova, and B. Li, “Observation of an MHD Alfvén vortex in the slow solar wind,” *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **121**, 3870–3881 (2016). **V**
- [146] M. Farge, “Wavelet transforms and their applications to turbulence,” *Annual Review of Fluid Mechanics* **24**, 395–457 (1992). **B.1**, **B.1**
- [147] C. Torrence and G. P. Compo, “A Practical Guide to Wavelet Analysis.” *Bulletin of the American Meteorological Society* **79**, 61–78 (1998). **B.1**
- [148] I. Daubechies, *Ten Lectures on Wavelets* (Society for Industrial & Applied Mathematics,U.S., 1992). URL : [http://www.ebook.de/de/product/7285575/ingrid\\_daubechies\\_ten\\_lectures\\_on\\_wavelets.html](http://www.ebook.de/de/product/7285575/ingrid_daubechies_ten_lectures_on_wavelets.html). **B.3**
- [149] P. Abry, P. Gonçalvès, and P. Flandrin, *Wavelets and Statistics* (Springer New York, New York, NY, 1995), chap. Wavelets, spectrum analysis and 1/f processes, pp. 15–29. URL : [http://dx.doi.org/10.1007/978-1-4612-2544-7\\_2](http://dx.doi.org/10.1007/978-1-4612-2544-7_2). **B.3**
- [150] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Hydrodynamics* (Nauka, Moscow, 1986). **C.3**
- [151] V. Carbone, “Scale similarity of the velocity structure functions in fully developed magnetohydrodynamic turbulence,” *Phys. Rev. E***50**, R671–R674 (1994). **C.3**
- [152] K. Schneider, M. Farge, and N. Kevlahan, “Spatial intermittency in two-dimensional turbulence : a wavelet approach,” *Woods Hole Mathematics* p. 302–328 (2004). URL : [http://dx.doi.org/10.1142/9789812701398\\_0007](http://dx.doi.org/10.1142/9789812701398_0007). **C.3**
- [153] A. Babiano, C. Basdevant, and R. Sadourny, “Structure functions and dispersion laws in two-dimensional turbulence,” *Journal of Atmospheric Sciences* **42**, 941–949 (1985). **C.3**
- [154] U. Frisch, P.-L. Sulem, and M. Nelkin, “A simple dynamical model of intermittent fully developed turbulence,” *J. Fluid Mech.* **87**, 719 (1978). URL : <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112078001846>. **D.1**
- [155] P. Goldreich and S. Sridhar, “Toward a theory of interstellar turbulence. 2 : Strong alfvenic turbulence,” *ApJ***438**, 763–775 (1995). **D.4**
- [156] M. L. Kaiser, T. A. Kucera, J. M. Davila, O. C. St. Cyr, M. Guhathakurta, and E. Christian, “The STEREO Mission : An Introduction,” *Space Sci. Rev.***136**, 5–16 (2008). **E.1.1**
- [157] J. G. Luhmann, D. W. Curtis, P. Schroeder, J. McCauley, R. P. Lin, D. E. Larson, S. D. Bale, J.-A. Sauvaud, C. Aoustin, R. A. Mewaldt, A. C. Cummings,

- E. C. Stone, A. J. Davis, W. R. Cook, B. Kecman, M. E. Wiedenbeck, T. von Rosenvinge, M. H. Acuna, L. S. Reichenthal, S. Shuman, K. A. Wortman, D. V. Reames, R. Mueller-Mellin, H. Kunow, G. M. Mason, P. Walpole, A. Korth, T. R. Sanderson, C. T. Russell, and J. T. Gosling, "STEREO IMPACT Investigation Goals, Measurements, and Data Products Overview," *Space Sci. Rev.***136**, 117–184 (2008). [E.1.1](#)
- [158] M. H. Acuña, D. Curtis, J. L. Scheifele, C. T. Russell, P. Schroeder, A. Szabo, and J. G. Luhmann, "The STEREO/IMPACT Magnetic Field Experiment," *Space Sci. Rev.***136**, 203–226 (2008). [E.1.1](#), [E.3.1](#)
- [159] A. B. Galvin, L. M. Kistler, M. A. Popecki, C. J. Farrugia, K. D. C. Simunac, L. Ellis, E. Möbius, M. A. Lee, M. Boehm, J. Carroll, A. Crawshaw, M. Conti, P. Demaine, S. Ellis, J. A. Gaidos, J. Googins, M. Granoff, A. Gustafson, D. Heirtzler, B. King, U. Knauss, J. Levasseur, S. Longworth, K. Singer, S. Turco, P. Vachon, M. Vosbury, M. Widholm, L. M. Blush, R. Karrer, P. Bochsler, H. Daoudi, A. Etter, J. Fischer, J. Jost, A. Opitz, M. Sigrist, P. Wurz, B. Klecker, M. Ertl, E. Seidenschwang, R. F. Wimmer-Schweingruber, M. Koeten, B. Thompson, and D. Steinfeld, "The Plasma and Suprathermal Ion Composition (PLASTIC) Investigation on the STEREO Observatories," *Space Sci. Rev.***136**, 437–486 (2008). [E.1.1](#)
- [160] R. P. Lepping, M. H. Acuña, L. F. Burlaga, W. M. Farrell, J. A. Slavin, K. H. Schatten, F. Mariani, N. F. Ness, F. M. Neubauer, Y. C. Whang, J. B. Byrnes, R. S. Kennon, P. V. Panetta, J. Scheifele, and E. M. Worley, "The Wind Magnetic Field Investigation," *Space Sci. Rev.***71**, 207–229 (1995). [E.1.2](#)
- [161] K. W. Ogilvie, D. J. Chornay, R. J. Fritzenreiter, F. Hunsaker, J. Keller, J. Lobell, G. Miller, J. D. Scudder, E. C. Sittler, Jr., R. B. Torbert, D. Bodet, G. Nee-dell, A. J. Lazarus, J. T. Steinberg, J. H. Tappan, A. Mavretic, and E. Gergin, "SWE, A Comprehensive Plasma Instrument for the Wind Spacecraft," *Space Sci. Rev.***71**, 55–77 (1995). [E.1.2](#)
- [162] A. Balogh, T. J. Beek, R. J. Forsyth, P. C. Hedgecock, R. J. Marquedant, E. J. Smith, D. J. Southwood, and B. T. Tsurutani, "The magnetic field investigation on the ULYSSES mission - Instrumentation and preliminary scientific results," *A&AS***92**, 221–236 (1992). [E.1.4](#)
- [163] J. Credland, G. Mecke, and J. Ellwood, "The Cluster Mission : ESA'S Spacefleet to the Magnetosphere," *Space Sci. Rev.***79**, 33–64 (1997). [E.1.5](#)
- [164] A. Balogh, C. M. Carr, M. H. Acuña, M. W. Dunlop, T. J. Beek, P. Brown, K.-H. Fornacon, E. Georgescu, K.-H. Glassmeier, J. Harris, G. Musmann, T. Oddy, and K. Schwingenschuh, "The Cluster Magnetic Field Investigation : overview of in-flight performance and initial results," *Annales Geophysicae* **19**, 1207–1217 (2001). [E.1.5](#)
- [165] N. J. Kasdin, "Discrete simulation of colored noise and stochastic processes and  $1/f$   $\alpha$  power law noise generation," *Proceedings of the IEEE* **83**, 802–827 (1995). [E.3.1](#)



---

**Sujet : Analyse multi-satellite et multi-échelle de la turbulence dans le vent solaire**

---

**Résumé :** La turbulence dans le vent solaire a suscité beaucoup d'intérêt depuis les premières mesures in-situ dans l'héliosphère. Mais de nombreuses questions sont encore sans réponse. En particulier le rôle de la turbulence dans le chauffage du vent solaire, ainsi que la nature de la turbulence autour des échelles cinétiques ioniques, là où les fluctuations turbulentes sont supposées être dissipées. À travers une étude multi-satellite incluant les sondes Helios 2, STEREO et Ulysses, nous avons montré qu'à grande échelle, dans le domaine inertiel, il existe une forte corrélation entre la pression thermique des ions et l'amplitude des fluctuations magnétiques. Cette corrélation est observée de 0,3 à 5,4 unités astronomiques. Elle pourrait s'expliquer soit par la présence d'une corrélation fossile déjà présente dans la photosphère ou la couronne solaire; soit par le fait que le vent solaire est chauffé par la turbulence. On s'attend à ce que ce chauffage ait lieu autour des échelles cinétiques du plasma. Par la suite, nous nous sommes concentrés sur des échelles ioniques, où le spectre turbulent forme un coude. Grâce à la transformée en ondelettes et à l'analyse de la cohérence de phase nous avons mis en évidence la nature de la turbulence autour de ce coude : nous avons montré la présence d'ondes d'Alfvén de faibles amplitudes, ainsi que celle de couches de courant et de vortex d'Alfvén de fortes amplitudes. Nous avons aussi mis en place un nouveau formalisme basé sur une fonction de quatre paramètres permettant de décrire la statistique des fluctuations magnétiques dans le vent solaire. Cette description s'applique des échelles MHD aux échelles électroniques. En utilisant deux approches différentes, l'analyse locale et l'analyse statistique des fluctuations, nous avons établi un lien entre l'évolution de l'intermittence et celle du spectre turbulent aux échelles ioniques.

**Mots clés :** plasmas, champs magnétiques, vent solaire, turbulence, analyse de données, ondes

---

**Subject : Multi-spacecraft and multi-scale analysis of solar wind turbulence**

---

**Abstract :** Turbulence in the solar wind has been attracting attention since first in-situ measurements in the Heliosphere. Still a lot of open questions remain. In particular, the role of turbulence in the solar wind heating as well as its nature around plasma kinetic scales, where turbulent fluctuations are supposed to be dissipated. Through a multi-satellite analysis including Helios 2, STEREO and Ulysses probes, we were able to show that at large-scale, in the inertial range, there exist a strong correlation between the ion thermal pressure and the amplitude of magnetic fluctuations, which maintains between 0.3 and 5.4 astronomical units. The origine of this correlation can be (i) a fossil correlation present already in the photosphere or in the solar corona; or (ii) the solar wind heating by the turbulence. This heating is expected to take place at plasma kinetic scales. Subsequently we focused on ionic scales, where the turbulent spectrum has a break. Thanks to wavelet transform and phase coherence analysis we shed light on the nature of turbulence around the spectral break: we show the presence of small amplitude Alfvén waves as well as strong amplitude current sheets and Alfvén vortices. We proposed as well new statistical description of magnetic fluctuations in the solar wind by using a four-parameter function, valid from MHD to electron scales. Using two different approaches, detail analysis of fluctuations and statistical analysis, we established the connection between intermittency and the evolution of the turbulent spectrum at ion scales.

---

**Keywords :** plasmas, magnetic fields, solar wind, turbulence, data analysis, waves